



Les systemes binaires jeunes et leur environnement proche: observations a haute resolution angulaire

Gaspard Duchene

► To cite this version:

Gaspard Duchene. Les systemes binaires jeunes et leur environnement proche: observations a haute resolution angulaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT: . tel-00010389

HAL Id: tel-00010389

<https://theses.hal.science/tel-00010389>

Submitted on 4 Oct 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de docteur

de l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

Spécialité ASTROPHYSIQUE

par **Gaspard Duchêne**

LES SYSTÈMES BINAIRES JEUNES ET LEUR ENVIRONNEMENT PROCHE: OBSERVATIONS À HAUTE RÉOLUTION ANGULAIRE

Soutenue le 7 juillet 2000 devant le jury composé de:

M. Guy PELLETIER	Président
M. Michel MAYOR	Rapporteur
M. Alfred VIDAL-MADJAR	Rapporteur
M. Karl STAPELFELDT	Examineur
M. Hans ZINNECKER	Examineur
M. Jérôme BOUVIER	Directeur de thèse
M. François MÉNARD	Co-directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de
l'Observatoire de Grenoble

Remerciements

Comment faire des remerciements originaux? Tout ceux qui s'y sont frotté savent que ce n'est pas si simple. Il y a tant de monde à qui l'on pense dans ces moments-là et si peu de façons de dire un immense "Merci!" à tous... Enfin, puisque je ne serais certainement pas dans cette situation aujourd'hui sans un certain nombre de personnes, je vais tout de même m'essayer à cet exercice si particulier.

A tout seigneur, tout honneur. S'il y a une personne sans qui ces dernières années auraient été bien différentes pour moi, c'est bien François Ménard. Je n'aurais jamais imaginé un tel cheminement après notre première rencontre mais je suis loin de regretter d'avoir croisé son chemin! Il n'a jamais réussi à me mettre au surf mais ses conseils au travail et dans les champs de bosses des 7 Laux ont été précieux...

Travailler avec Jérôme Bouvier a été un véritable plaisir pour moi tant j'ai apprécié sa disponibilité et ses nombreuses qualités. J'ai énormément appris sur ce métier à son contact. D'autre part, je dois le remercier pour la confiance qu'il m'a accordée alors que nous ne connaissions pas encore et que nous étions encore distants de plusieurs milliers de kilomètres.

Guy Pelletier, en retenant ma candidature au DEA d'Astrophysique de Grenoble et en appuyant ensuite celle pour un poste de moniteur, m'a permis de vivre deux expériences qui m'ont largement enrichi. Puisqu'il a également accepté d'être le président de mon jury de thèse, cela me fait au moins trois bonnes raisons de penser ici à lui. En tant que directeur du LAOG, Christian Perrier-Bellet m'a toujours permis de travailler dans d'excellentes conditions et je lui en suis reconnaissant.

Michel Mayor et Alfred Vidal-Madjar m'ont fait un grand honneur en acceptant de jouer le rôle de rapporteurs de cette thèse. Ce fut également un immense plaisir de voir Hans Zinnecker et Karl Stapelfeldt en être les examinateurs. Leurs commentaires de fond et de forme ont été très importants pour moi et je les remercie tous très vivement d'avoir ainsi contribué à ce travail.

Je ne veux pas oublier Nadine Manset, Marie-Claire Hainaut et Jean-Luc Beuzit qui m'ont grandement assisté lors de mes premières séries d'observations et m'ont fait découvrir la vie d'un astronome la nuit, du mont Mégantic au Mauna Kea. Je suis aussi très reconnaissant à Jean-Louis Monin pour les nombreuses discussions et pour

avoir tenu parole en m'invitant à l'accompagner pour des observations à la Silla. Avec un peu de chance, il fera beau la prochaine fois...

Mes trois années d'enseignement ont été formidables à tous points de vue et je dois essentiellement cela à la jovialité et la compétence d'Alain Drillat et Michel Pouchot. Merci à eux deux, ainsi qu'aux autres enseignants de ce service, pour la bonne ambiance générale et pour les coups de main qu'ils ont pu me donner.

J'ai passé plus d'un an dans le même bureau qu'Hervé Geoffray, qui a accepté que je limite quelque peu son désordre organisé pour me ménager un espace vital minimum. Sa passion pour la montagne, son "pêchon" légendaire et son sens du partage en ont fait un compagnon de bureau idéal. Sur le plan professionnel, je n'oublie pas la foule de conseils qu'il a pu me donner (ah! la grande époque de mes débuts dans IRAF...) ainsi que les longues discussions que nous avons régulièrement et qui m'ont permis de clarifier de nombreuses idées. Dans un style très différent, j'ai passé d'excellents moments avec celui qui l'a remplacé dans le bureau 101, Fabien Casse. Il a essayé de m'initier à la théorie pendant que je lui enseignais les rudiments de l'observation, et je me demande encore lequel de nous deux a le mieux réussi sa tentative même si je crains que beaucoup de nos efforts respectifs ne soient restés vains. Tous deux ont réussi à me supporter, et il faut les en féliciter! Un grand merci aussi à David Le Mignant pour les après-midi entières à discuter de tout et de rien et à se passionner pour le rugby. En plus, il se débrouille presque aussi bien au foot qu'en course à pied, c'est dire si c'est un joyeux drille!

Si tout le monde s'accorde à dire que l'ambiance au LAOG est bonne, ce n'est pas un hasard et cela n'est certainement pas un handicap pour faire du bon travail, bien au contraire! J'ai passé d'excellents moments ici au contact des nombreux étudiants – thésards, DEA et autres stagiaires – qui se sont succédé depuis mon arrivée. Il y a toujours des gens motivés pour un foot, un ping-pong, un cinéma ou une randonnée et je connais rien de tel pour s'aérer l'esprit. Ils sont trop nombreux pour tous les citer, et en oublier un signifierait l'incident diplomatique sans rémission. Alors merci à tous ceux qui se reconnaîtrons sans problème dans cette catégorie! Et grâce au renard, pas de risque que je les oublie...

Ces trois dernières années n'auraient certainement pas été aussi réussies pour moi sans Julien, compagnon de nombreuses randonnées "par tous les temps" et dans de nombreux massifs, entre autres choses. Nous ne sommes pas prêts d'oublier Die à minuit! Un grand merci aussi à Nadia pour le soutien moral et la découverte des Pyrénées. Et, par dessus tout, merci à Elise pour tout et même plus, depuis si longtemps.

Table des matières

I	Une courte entrée en matière	1
I.1	Les étoiles vont souvent par deux!	1
I.1.1	Un peu d'histoire	1
I.1.2	Différents types de binaires	3
I.1.3	Combien existe t-il de systèmes binaires dans l'Univers?	7
I.1.4	Intérêts astrophysiques de l'observations des systèmes binaires	11
I.2	D'un nuage de gaz à une étoile	12
I.2.1	Les étoiles T Tauri	13
I.2.2	La création d'un nouveau Soleil	16
I.2.3	Un voisinage encombré et actif	18
I.3	Binaires parmi les étoiles jeunes	24
I.3.1	Combien y en a-t-il?	24
I.3.2	Comment se forment les binaires?	25
I.3.3	Impact d'un compagnon sur une TT	29
I.4	Objectifs de cette étude	31
A	A la pêche aux binaires	33
II	Binarité dans deux amas très jeunes	37
II.1	Cadre de l'étude	37
II.1.1	Qu'appelle-t-on la "fraction de binaires"?	37
II.1.2	Comment sélectionner les échantillons?	39
II.1.3	L'imagerie à haute résolution angulaire	40
II.2	Les deux amas en particulier	42
II.2.1	IC 348: les étoiles de faible masse	42
II.2.2	NGC 6611: les étoiles massives	43
II.3	Observations et limites de détection	44
II.3.1	Méthode observationnelle	44
II.3.2	Extraction de la photométrie	45

II.3.3	Limites de détection	47
II.4	Binaires de faible masse dans IC 348	49
II.4.1	Résultats bruts	49
II.4.2	Complétude des observations	51
II.4.3	Fraction de binaires	53
II.4.4	Autres propriétés	53
II.5	Etoiles O et B dans NGC 6611	57
II.5.1	Echantillon et premiers résultats	57
II.5.2	Fraction de binaires	59
II.5.3	Rapports de masse	63
II.5.4	Nombre “total” de binaires	66
II.6	Résumé	69
III	Binarité dans les autres populations jeunes	71
III.1	Description de la méthode	72
III.1.1	Modifications pour chaque échantillon	72
III.1.2	Combinaison et comparaison de plusieurs études	74
III.1.3	Incertitudes associées à la FB	75
III.2	Populations d’étoiles de faible masse	76
III.2.1	Les TT du complexe du Taureau	76
III.2.2	Le complexe de ρ Ophiuchus	80
III.2.3	Plusieurs amas dans Orion	81
III.2.4	Les régions de Caméléon, du Loup et de la Couronne Australe	84
III.2.5	Populations <i>ROSAT</i> d’étoiles WTT	84
III.2.6	Pléiades, Hyades et Præsepe	88
III.3	Résultats généraux	89
III.3.1	Des différences réelles entre certaines régions	89
III.3.2	Les populations <i>ROSAT</i> toujours aussi mystérieuses	91
III.4	Comment la fraction de binaires varie-t-elle?	93
III.4.1	Evolution avec l’âge	93
III.4.2	Evolution avec la densité	95
III.4.3	Evolution avec la masse des étoiles	96
III.4.4	Autres propriétés des binaires	98
III.5	Confrontation aux modèles	101
III.5.1	Résultats de la fragmentation	101
III.5.2	Evolution dynamique des amas	102
III.6	Résumé et perspectives	107
III.6.1	Qu’avons-nous appris?	107

III.6.2 Prochaines avancées attendues	108
B Un environnement sous influence	111
IV Accrétion dans les systèmes binaires jeunes	115
IV.1 Méthodes observationnelles employées	116
IV.1.1 La spectroscopie visible à basse résolution	116
IV.1.2 Photométrie infrarouge	118
IV.2 L'échantillon étudié	119
IV.3 Observations spectroscopiques et leur analyse	121
IV.3.1 Observations et réduction	121
IV.3.2 Des types spectraux aux masses?	122
IV.3.3 CTT et WTT	129
IV.4 Résultats tirés de la littérature	131
IV.5 Comparaison entre primaires et secondaires	132
IV.5.1 Simultanéité de l'accrétion sur les deux composantes	132
IV.5.2 Quelle étoile est la plus active?	135
IV.6 Les modèles prévoient-ils nos observations?	137
IV.6.1 Accrétion simultanée sur les deux composantes	137
IV.6.2 Accrétion préférentiellement sur le primaire	141
IV.7 Les développements envisageables	142
IV.7.1 Résumé de l'étude	142
IV.7.2 Etapes à venir	143
V Observations directes de disques dans des binaires	145
V.1 Objectifs et outils observationnels	145
V.1.1 Cadre général	145
V.1.2 Paramétrisation du disque	147
V.1.3 Propriétés des grains	149
V.1.4 Comment imager les disques?	151
V.2 Modélisation de la diffusion	153
V.2.1 Présentation et principe du code utilisé	153
V.2.2 Nouveaux développements	155
V.3 Nouvelle modélisation de l'anneau de GG Tau	156
V.3.1 Précédentes observations	156
V.3.2 Nouvelles observations	157
V.3.3 Description qualitative des images	160
V.3.4 Modélisation	161

V.3.5	Influence de la binaire centrale	165
V.3.6	Ce que nous réserve le futur	166
V.4	UY Aur: un disque très tourmenté	166
V.4.1	Observations passées	166
V.4.2	Nouvelles observations	167
V.4.3	Morphologie de l'environnement de UY Aur	169
V.4.4	Cartes de polarisation	172
V.4.5	Modélisation	174
V.4.6	Les prochaines étapes à franchir	177
V.5	Disques circumstellaires	178
Conclusion et perspectives		185
 C Annexes		 201
 A Réduction des données polarimétriques de NICMOS		 203
A.1	Description du procédé employé	203
A.2	Routines utilisées	205
A.2.1	Routine <i>nicmos2.cl</i> sous IRAF	205
A.2.2	Routine <i>nlincorr.pro</i> sous IDL	207
A.2.3	Routine <i>column.pro</i> sous IDL	207
A.2.4	Routine <i>compress.pro</i> sous IDL	210
A.2.5	Routine <i>stokes.pro</i> sous IDL	211
A.2.6	Routine <i>newnicpipe.cl</i> sous IRAF	213
 B Publications		 217

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse a pour objet l'étude de certaines propriétés des systèmes binaires pré-séquence principale: la proportion de ces systèmes dans différentes populations, l'existence et les propriétés de disques de matière en leur sein, et enfin l'interaction de ces disques avec les deux composantes stellaires du système. A ces fins, plusieurs techniques d'imagerie à haute résolution angulaire sont utilisées, ainsi que des simulations numériques de type Monte-Carlo.

La proportion de systèmes binaires dans deux amas stellaires âgés d'environ deux millions d'années est déterminée, puis une comparaison de ces résultats avec des études antérieures est présentée. L'ensemble de ces données est comparé aux modèles de formation et d'évolution dynamique des amas d'étoiles, et semblent en accord avec l'hypothèse selon laquelle le processus de formation aboutit à une proportion "initiale" de binaires proche de 100 %, avant que les nombreuses interactions dans les amas ne détruisent une partie de ces systèmes.

La spectroscopie de systèmes binaires T Tauri révèle que les deux composantes d'un même système possèdent simultanément des disques circumstellaires, ce qui suggère que les environnements des deux composantes n'évoluent pas indépendamment durant le premier million d'années. Des images directes de deux disques circumbinaires et deux disques circumstellaires au sein de systèmes binaires ont également été obtenues dans le visible, le proche infrarouge et le domaine millimétrique. En couplant ces résultats à l'utilisation d'un code numérique décrivant la diffusion multiple des photons, il est possible d'estimer les propriétés géométriques des disques, ainsi que celles des grains de poussière qui y sont présents.

Summary

The work presented in this thesis focuses on some properties of pre-main sequence binary systems: their proportion among various populations, the frequency and properties of dust and gas discs in these systems, and the interaction of these discs with the two stellar components of the system. Several high-angular resolution imaging techniques are used to serve these purposes, as well as Monte-Carlo simulations.

The binary frequency is determined in two two-million years-old stellar clusters. Then, a self-consistent comparison of these results with previously published surveys is performed. These data are compared to the predictions of formation and dynamical evolution models for stellar clusters, and are in agreement with the hypothesis that the star formation process leads to an “initial” binary fraction close to 100 %, some systems being subsequently disrupted through the large number of encounters which occur within clusters.

Optical spectroscopy of T Tauri binary systems reveals that both components of a system simultaneously possess circumstellar discs, suggesting that the environment of both stars do not evolve independently during the first million years. Direct images of two circumbinary discs and two circumstellar discs within binary systems were also obtained in the optical, the near-infrared, and the millimetric range. Coupling these observations with numerical simulations which describe photon multiple scattering allows us to estimate the geometrical characteristics of these discs, as well as the dust grain properties.

Liste des figures

I.1	Orbite d'une binaire visuelle détectée en interférométrie des tavelures .	3
I.2	Exemples de binaires spectroscopiques à deux raies (SB2)	4
I.3	Variation de la vitesse radiale pour une binaire spectroscopique à une seule raie	5
I.4	Courbe de lumière d'une binaire à éclipse	7
I.5	Distribution des rapports de masse des binaires de la SP	9
I.6	Distribution de périodes orbitales pour les binaires de la SP	10
I.7	Distribution spectrale d'énergie d'une TT typique	13
I.8	Diagramme HR pour les TT du Trapèze d'Orion	14
I.9	Exemples de spectres de TT	15
I.10	Schéma de l'environnement d'une étoile T Tauri	18
I.11	Effet d'obstruction du disque d'une TT sur son propre jet	20
I.12	Exemple d'une TT présentant un disque d'accrétion vu par la tranche .	22
I.13	Excès de binaires observé dans la zone de formation du Taureau	25
I.14	Schéma illustrant la création d'une binaire par capture	26
I.15	Le mécanisme de fragmentation pour former des binaires	28
I.16	Troncation des disques en présence d'un compagnon	30
II.1	Trois exemples de binaires détectées dans IC 348	47
II.2	Limite de détection pour des images obtenues avec l'optique adaptative	48
II.3	Ensemble des binaires détectées dans IC 348	50
II.4	Distribution de périodes orbitales dans IC 348	54
II.5	Distribution de rapports de masse dans IC 348	55
II.6	Limite de détection pour les observations de NGC 6611	60
II.7	Diagramme couleur-magnitude IR des membres de NGC 6611	62
II.8	Relation masse- K à deux millions d'années	64
II.9	Rapports de masse des binaires de NGC 6611 en fonction de la masse du primaire	66
III.1	Comparaison des distributions de rapports de flux des binaires de ρ Ophiuchus et du Taureau	81

III.2 Evolution de la FB avec l'âge	94
III.3 Evolution de la FB avec la densité	96
III.4 Evolution de la FB avec la masse du primaire	98
III.5 Distribution observées de rapports de masse dans différentes populations d'étoiles de faible masse	99
III.6 Distribution de rapports de masse pour les binaires massives	100
III.7 Distribution de périodes orbitales pour les amas ZAMS	101
IV.1 Position attendue des étoiles dans un diagramme couleur-couleur IR . .	119
IV.2 Extraction des spectres des deux composantes de LkCa 7	122
IV.3 Diagramme HR des étoiles observées en spectroscopie dans le Taureau .	128
IV.4 Distribution cumulative des binaires mixtes et appareillées en fonction de la séparation	134
IV.5 Rapport des luminosités $H\alpha$ dans les binaires TT du Taureau	137
IV.6 Comparaison de l'extinction sur le primaire et le secondaire pour les binaires du Taureau	140
V.1 Modèle des grains de poussière proposé par Mathis & Whiffen (1989) .	150
V.2 Carte d'intensité de l'anneau circumbinaire de GG Tau à $1\mu\text{m}$	159
V.3 Description schématique de la morphologie de l'anneau de GG Tau . . .	162
V.4 Cartes de polarisation observées et simulées de GG Tau à $1\mu\text{m}$	164
V.5 Images du disque de UY Aur dans le visible	168
V.6 Carte d'intensité du disque de UY Aur à $1\mu\text{m}$	169
V.7 Superposition des images visible et radio de UY Aur	171
V.8 Cartes de polarisation du disque de UY Aur à 1 et $2\mu\text{m}$	173
V.9 Simulations numériques du disque de UY Aur à $1\mu\text{m}$	175
V.10 Simulations numériques du disque de UY Aur à $2.2\mu\text{m}$	176
V.11 Carte radio à haute résolution angulaire de la binaire HK Tau	180
V.12 Images profondes dans le proche IR du disque de HV Tau C	181
V.13 Image visible du disque entourant HV Tau C	182

Liste des tableaux

II.1	Correction de complétude pour les observations de IC 348	52
II.2	Binarité et propriétés en émission des membres de IC 348	57
II.3	L'échantillon observé dans NGC 6611 d'étoiles avec un type spectral connu	59
II.4	Probabilités individuelles que les binaires observées dans NGC 6611 soient le résultat d'une projection sur le ciel	63
II.5	Estimations des rapports de masse pour les binaires de NGC 6611 . . .	65
II.6	Correction de complétude pour les observations de NGC 6611	67
III.1	Illustration de la correction de complétude pour une limite de détection variable d'un objet à l'autre	77
III.2	Nouveaux compagnons détectés parmi les étoiles TT du Taureau	78
III.3	Ensemble des résultats concernant la fraction de binaires dans des pop- ulations jeunes d'étoiles de faible masse	90
IV.1	Propriétés des TT observées en spectroscopie dans le Taureau	125
IV.2	Classification des types TT des binaires du Taureau observées en spec- troscopie	130
IV.3	Classification des type TT des binaires du Taureau étudiées par d'autres groupes	131

Liste des abréviations

CTT : étoile T Tauri Classique, c’est-à-dire objet jeune de faible masse et “actif”, pour laquelle les phénomènes d’accrétion et de perte de masse sont toujours en cours.

DM91 : Duquennoy & Mayor (1991), étude la plus complète à ce jour des binaires du voisinage solaire pour des étoiles de type spectral F7 à G9.

FB : Fraction de Binaires, telle qu’elle est définie dans la section II.1.1. Il s’agit en fait du nombre moyen de compagnons par primaire.

FEP : Fonction d’Etalement de Point, image d’un objet parfaitement ponctuel vu à travers un télescope. Dans le cas idéal où l’image est totalement limitée par la diffraction, il s’agit d’une fonction d’Airy.

HR (diagramme) : diagramme luminosité–température effective pour des étoiles, initialement créés par E. Hertzsprung et H. N. Russel. Ce type de diagramme permet d’estimer la masse d’une étoile, ainsi que son âge pour un objet jeune.

IDL : Interactive Data Language, environnement de programmation et d’analyse de données.

IR : Infrarouge

IRAF : Image Reduction and Analysis Facility, environnement spécialement destiné à l’analyse d’images astronomiques.

IRAM : Institut de Radio-Astronomie Millimétrique, basé à Grenoble, qui gère l’Interféromètre du Plateau de Bure

NICMOS: Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer; détecteur fonctionnant dans le proche infrarouge (de 0.8 à 2.5 μm) installé sur le Télescope Spatial Hubble.

OSIS : Optionally Stabilized Imager and Spectrometer, spectrographe imageur optique installé au Télescope Canada-France-Hawaii et fonctionnant en monde longue-fente, avec un correcteur de tip-tilt qui autorise une très bonne qualité d'image (résolution spatiale typique: $0''.5-0''.6$).

PSP : Pré-Séquence Principale; se dit de tout objet jeune encore dans sa phase de contraction et n'ayant pas encore amorcé les réactions nucléaires dans son cœur. La durée de cette phase dépend de la masse de l'étoile.

SIS : Subarcsecond Imaging Spectrograph, version précédente de l'instrument OSIS au Télescope Canada-France-Hawaii.

SP : Séquence Principale; phase de l'évolution d'une étoile où celle-ci génère de l'énergie nucléaire en transformant l'hydrogène en hélium. Les étoiles de la Séquence Principale définissent une séquence très nette dans un diagramme Hertzsprung-Russel, d'où leur nom.

TCFH : Télescope Canada-France-Hawaii, installé au sommet du Mauna Kea à Hawaii, et équipé d'un miroir primaire de 3.6 m.

TSH: Télescope Spatial Hubble, équipé d'un miroir primaire de 2.4 m et installé sur orbite autour de la Terre, à une altitude de 600 km.

TT : étoile T Tauri, c'est-à-dire objet de faible masse ($M \lesssim 1.5 M_{\odot}$) en phase Pré-Séquence Principale. Le prototype de cette classe a été l'étoile T Tau, qui a donné son nom aux autres étoiles découvertes dans la même région, puis partout dans le ciel. Une étoile T Tauri peut être "Classique" ou "Faible" selon qu'elle est active ou non.

WFPC2 : Wide-Field Planetary Camera 2, l'imageur fonctionnant dans le visible, installé sur le Télescope Spatial Hubble

WTT : étoile T Tauri Faible ("weak" en anglais), qui ne subit plus d'accrétion ou de perte de masse, contrairement aux T Tauri Classiques.

ZAMS : "Zero-Age Main Sequence", objets au début de la phase Séquence Principale de leur évolution. Pour les étoiles de faible masse, cette phase correspond à un âge de quelques centaines de millions d'années.

Chapitre I

Une courte entrée en matière

Sommaire

I.1	Les étoiles vont souvent par deux!	1
I.2	D'un nuage de gaz à une étoile	12
I.3	Binaires parmi les étoiles jeunes	24
I.4	Objectifs de cette étude	31

I.1 Les étoiles vont souvent par deux!

L'étoile qui nous est la plus familière est bien sûr le Soleil, autour duquel notre Terre tourne. Cet objet, qui sert de référence dans de nombreux domaines en astronomie, est sans aucun doute le plus étudié et le mieux connu, du fait de sa proximité. Parmi ses caractéristiques bien établies, on lui connaît neuf planètes ainsi qu'une ceinture d'astéroïdes et deux réservoirs lointains de comètes et de "planétésimaux", la ceinture de Kuiper et le nuage de Oort. Par contre, aucun compagnon stellaire, même de faible masse ne semble orbiter autour de lui. Nous avons donc affaire à ce que l'on appelle une étoile "simple", isolée des autres étoiles. Par une généralisation hâtive, on a longtemps cru que c'était le cas pour les autres étoiles, avant de réaliser l'ampleur de l'erreur ainsi commise. Avant de décrire les différents types de systèmes binaires, nous allons d'abord rappeler les premières dates qui ont consacré l'importance de ces objets.

I.1.1 Un peu d'histoire

Dès le milieu du XVII^e siècle, les premières lunettes astronomiques ont permis la découverte d'une étoile peu lumineuse toute proche de Mizar (ζ UMa), beaucoup plus proche de celle-ci que ne l'est Alcor, une étoile visible à l'œil nu et connue depuis l'Antiquité.

Mizar fut donc le premier système binaire identifié, mais sa période orbitale de plus de mille ans empêche une détection directe du mouvement des étoiles l'une autour de l'autre en un temps raisonnable.

Il a ensuite fallu attendre 1782 pour que William Herschell publie un premier catalogue d'étoiles possédant au moins un compagnon visuel; plus de 250 paires y étaient rassemblées. A l'époque, rien ne prouvait que les deux étoiles étaient physiquement liées, même si l'on trouvait beaucoup plus d'objets de ce type que ne l'aurait laissé prévoir une répartition aléatoire des étoiles sur le ciel. La première preuve que certains de ces systèmes étaient réellement constitués de deux étoiles orbitant l'une autour de l'autre a été apportée par Herschell lui-même. Dans les premières années du XIX^e, il observa en effet pour la première fois des mouvements orbitaux pour plus de cinquante objets. Certaines des binaires qu'il avait déjà observées avaient tourné sur le plan du ciel de plus de 50° en vingt ans, rotation qui ne pouvait être expliquée ni par les mouvements de la Terre et du Soleil ni par des erreurs de mesure. Cette découverte fut également la première preuve que la loi de la gravitation proposée par Newton s'appliquait aussi pour des systèmes physiques très éloignés de notre Soleil. La figure I.1 présente le mouvement orbital complet d'une binaire de ce type.

En 1850, les éléments orbitaux d'une vingtaine de binaires avaient pu être déterminés, confirmant définitivement le statut de ces systèmes. A cette époque, plusieurs milliers de binaires visuelles étaient déjà connues, l'amélioration des qualités optiques des télescopes permettant la détection de systèmes de plus en plus serrés. Dans un catalogue publié dans les années 1870, Burnham a même identifié une binaire ayant une période orbitale de cinq ans et demi, mais surtout une séparation apparente de seulement 0''3, qui n'est pas accessiblement facilement de nos jours, même avec les meilleurs télescopes! A cette époque, environ 5 % des étoiles connues possédaient un compagnon, et il a fallu admettre que, même si ces systèmes ne représentaient peut-être pas la majorité, les étoiles n'étaient pas toutes isolées comme notre Soleil.

Par la suite, un autre problème fut résolu grâce aux systèmes binaires: lorsque les mesures de la position des étoiles sur le ciel ont été suffisamment précises grâce à la photographie, un certain nombre d'objets ont montré des mouvements apparents inattendus. En effet, ils oscillaient légèrement autour d'un mouvement rectiligne. L'importance des binaires ne cessant de grandir, ces déviations furent interprétées comme la trace de la présence d'un compagnon orbitant autour de l'étoile. Ce compagnon, trop faible ou trop proche de l'étoile pour être directement observé, donne à l'autre étoile un "mouvement réflexe" autour du centre de masse du système. Un des exemples les plus connus de ce type de systèmes est Sirius, pour lequel l'existence d'un compagnon a été prédite de nombreuses années avant qu'il ne soit directement observé.

Depuis deux siècles, le nombre de binaires connues n'a cessé de croître exponentielle-

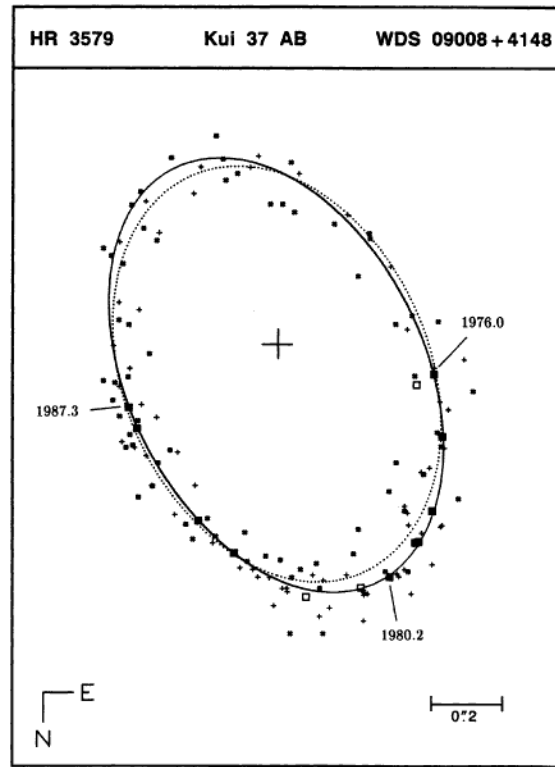


Figure I.1: Orbite d’une binaire visuelle obtenue en suivant dans le temps la séparation et l’orientation de la binaire; chaque point indique la position de la binaire à une date donnée, et on voit clairement le compagnon décrire son orbite en quelques années. L’amplitude du mouvement est faible ($\lesssim 1''$) et a nécessité l’emploi de l’interférométrie des tavelures. Cette figure est tirée de Hartkopf *et al.* (1989).

ment avec l’amélioration des techniques d’observations et l’augmentation du nombre d’observateurs. Sans nous attarder sur les étapes intermédiaires, nous allons faire un grand saut dans le temps pour nous placer à notre époque, afin d’y faire l’état des connaissances de ces systèmes.

I.1.2 Différents types de binaires

Les premières binaires détectées étaient ce que la dénomination moderne appelle des *binaires visuelles*, c’est-à-dire deux étoiles qui apparaissent très proches dans une image, et qui montrent un mouvement orbital si on attend suffisamment longtemps. Les binaires détectées par leur mouvement réflexe sont des binaires dites *astrométriques*, puisque c’est le suivi de leur position qui permet de les détecter. Ces deux types de binaires sont, le plus souvent, des paires relativement larges, ayant des périodes

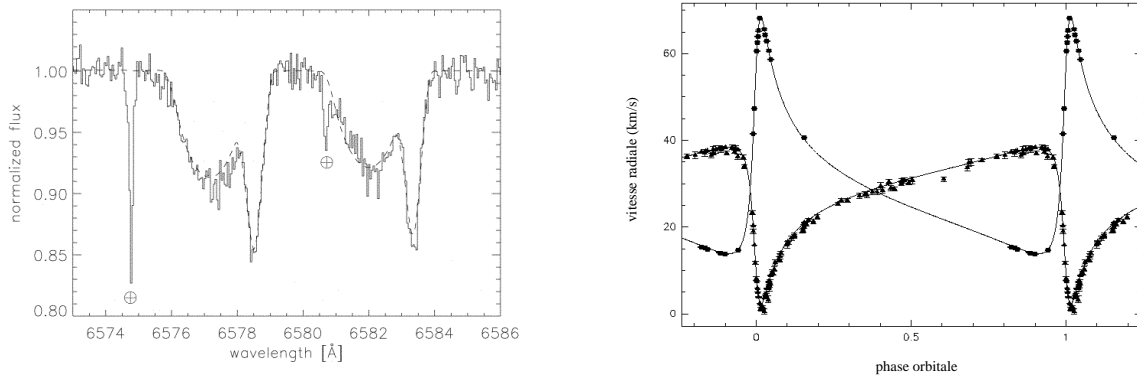


Figure I.2: La détection de binaires spectroscopiques à deux raies. *Gauche:* spectre à haute résolution d'un doublet de CII de HD 197770, obtenu par Gordon *et al.* (1998), et révélant deux composantes en absorption; chacune correspond à une étoile. Le symbole \oplus indique des raies d'absorption de l'atmosphère terrestre. *Droite:* variations de la vitesse radiale des deux composantes de la binaire Gl 570 BC mesurées par Forveille *et al.* (1999). L'axe horizontal représente la phase orbitale, c'est-à-dire la fraction de la période écoulée par rapport à une configuration donnée. Les courbes des deux composantes sont symétriques, à un facteur multiplicatif près, qui est le rapport de masse. Les lignes continues sont les meilleurs ajustements aux données.

orbitales de quelques années ou plus. D'autres binaires plus serrées ont ensuite été découvertes en utilisant des méthodes complémentaires.

Vers la fin du XIX^e siècle, la mesure des spectres stellaires a montré un phénomène inattendu, à nouveau explicable par la binarité. Il existe en effet des étoiles qui, suivant les jours, ont des raies d'absorption d'apparence tout à fait normale ou, au contraire, des raies présentant systématiquement deux pics d'absorption distincts, comme c'est le cas dans le spectre présenté dans la figure I.2. Ce dédoublement passager des raies s'explique naturellement en supposant que nous observons une binaire de période orbitale très courte. En effet, selon les lois de Képler, les deux étoiles orbitent autour du centre de masse du système et présentent des vitesses instantanées par rapport à la Terre qui sont différentes: l'une s'approche de nous pendant que l'autre s'éloigne. L'effet Doppler décale différemment en longueur d'onde les deux systèmes de raies, aboutissant au dédoublement observé. A certaines phases orbitales, cependant, les deux étoiles présentent la même vitesse radiale et le spectre ne présente alors qu'une seule raie. Ces binaires sont maintenant appelées *binaires spectroscopiques*.

Dans le même temps, un deuxième type de binaires spectroscopiques a été découvert, qui sont le pendant spectroscopique des binaires astrométriques décrites précédemment. En effet, le spectre de ces objets ne présente aucune raie dédoublée, mais les

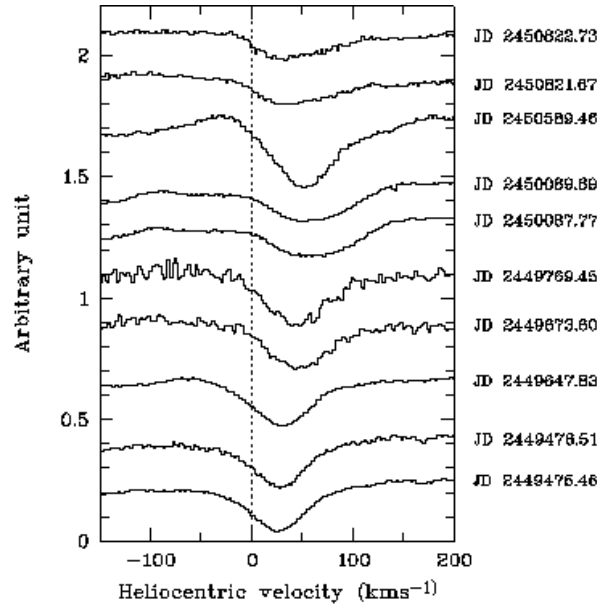


Figure I.3: Variation de la vitesse radiale pour une binaire spectroscopique à une seule raie: la raie de l'hélium à 6678 \AA de HD53367 (Corporon & Lagrange 1999). Au fil du temps, on voit la raie d'absorption photosphérique se décaler en longueur d'onde, traduisant le mouvement orbital de la binaire, qui était jusque là insoupçonnée.

raies présentes ont une vitesse radiale qui oscille dans le temps (voir la figure I.3). Le phénomène est le même que précédemment mais les raies du secondaire ne sont pas visibles, soit car le compagnon est trop peu lumineux, soit car il ne possède pas les mêmes raies d'absorption photosphériques que le primaire. Pour distinguer ces deux sortes de systèmes, on parle de binaires SB1 ou SB2 selon qu'elles présentent un ou deux systèmes de raies d'absorption; les binaires SB1 sont beaucoup plus nombreuses que les SB2. Cette méthode de détection est exactement la même que celle qui a permis, il y a quelques années, la découverte des premières planètes extrasolaires (Mayor & Queloz 1995).

Il existe un dernier type de binaires spectroscopiques, qui sont identifiables avec un simple spectre. Sans même attendre de voir le mouvement orbital s'effectuer, le spectre d'un objet révèle parfois des raies d'absorption photosphériques correspondant à deux températures différentes. Ainsi, si l'on voit des raies de l'hélium en même temps que des raies de certains métaux, on a certainement affaire à une étoile très massive et un compagnon de masse intermédiaire.

Les binaires spectroscopiques sont en général beaucoup plus serrées que les binaires visuelles. En effet, lorsqu'une binaire est trop serrée pour être découverte avec une image, seule la spectroscopie peut la révéler. A l'inverse, les binaires larges peuvent aussi

être des binaires spectroscopiques mais, bien souvent, elles sont d'abord découvertes comme des binaires visuelles, et elles gardent ensuite cette dénomination.

Il existe une troisième catégorie de binaires, dont Algol (β Per) a été le prototype. Cette étoile a été longuement étudiée car elle présente un flux qui varie dans le temps de façon caractéristique. Deux minimums de luminosité, régulièrement espacés dans le temps, se répètent tous les 2.9 jours. Il s'agit d'un système *binaire à éclipse*, où le compagnon passe devant puis derrière l'étoile primaire durant chaque orbite, le flux total reçu par l'observateur baissant au moment des éclipses; une courbe de lumière typique pour ces objets est présentée dans la figure I.4. De tels systèmes sont relativement rares puisque les éclipses ne peuvent avoir lieu que dans une géométrie très particulière: il faut en effet que le système soit vu avec une inclinaison de moins de 5° environ, faute de quoi l'étoile n'est jamais cachée par son compagnon. De plus, il faut que le compagnon soit sensiblement moins chaud que le primaire, afin que l'objet occultant apparaisse "sombre". Souvent, et c'est le cas d'Algol, ces systèmes sont également des SB1. En effet, pour que l'effet d'occultation soit important, il faut que les étoiles soient très proches l'une de l'autre. En conséquence, les vitesses des étoiles sur leurs orbites sont élevées, ce qui facilite la détection du mouvement réflexe dans les spectres puisque l'effet Doppler est d'autant plus fort. Très récemment, une éclipse similaire a été observée pour la première fois dans un système où le second corps est une planète et non une étoile (Henry *et al.* 2000, Charbonneau *et al.* 2000). En permettant la détermination de l'inclinaison du système, cette observation a permis d'assurer définitivement que l'objet orbitant autour de HD 209458 était bien une planète et non un corps beaucoup plus massif.

Il existe également des systèmes binaires où les étoiles sont tellement proches l'une de l'autre qu'elles peuvent être déformées sous l'influence des forces de marée. Ces déformations peuvent être importantes si la séparation ne dépasse pas quelques rayons stellaires. En effet, dans ce cas, le rayon d'une des composantes peut dépasser celui de son lobe de Roche, qui représente la surface équipotentielle au-delà de laquelle il n'est plus possible de rester en orbite autour d'une seule étoile. Dans ce cas, une partie de la matière de l'objet peut franchir le point de Lagrange qui délimite son lobe de Roche, et spiraler vers l'autre étoile. On assiste alors à un transfert de masse. Ces systèmes sont appelés *semi-détachés*, pour les distinguer des *binaires contact*, où les deux étoiles se touchent physiquement et sont entourées d'une enveloppe commune.

Enfin, il existe des systèmes plus exotiques, que l'on appelle *variables cataclysmiques* et *binaires X*. Il s'agit de systèmes contenant un objet compact (naine blanche ou étoile à neutrons) possédant un compagnon proche. Celui-ci, lorsqu'il atteint le stade de géante rouge, remplit totalement son lobe de Roche et, comme dans les binaires semi-détachées, un flot de matière se crée de la géante rouge vers l'objet compact.

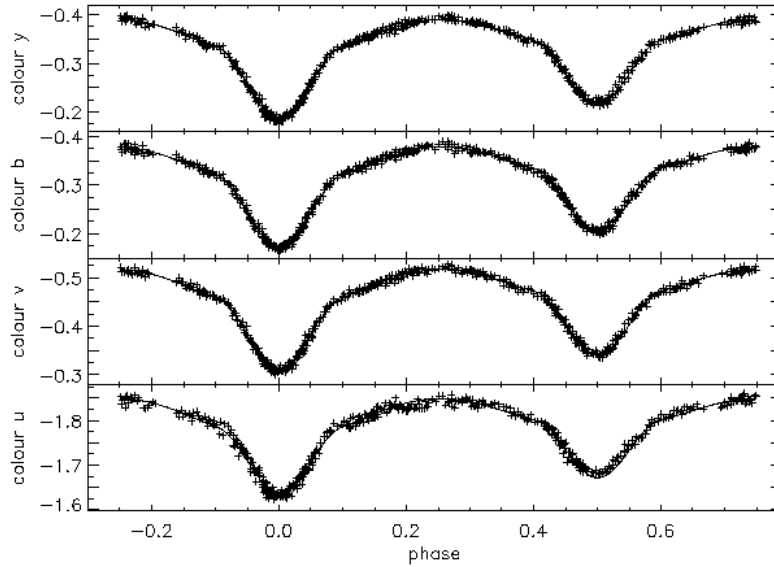


Figure I.4: Courbe de lumière de la binaire à éclipse V 3903 Sgr, obtenue par Vaz *et al.* (1998). Ces deux baisses de luminosité se produisent avec une régularité de métronome, toutes les douze heures environ dans ce cas. Les quatre courbes correspondent au flux obtenus dans des filtres différents, et leur similitude est représentative d'un effet d'occultation.

Des phénomènes énergétiques se produisent ensuite lorsque la matière s'accumule à la surface de l'étoile, ce qui conduit à des épisodes violents de combustion nucléaire à la surface de l'objet compact. Ces événements sont les novæ, observées depuis l'Antiquité.

Des paisibles binaires visuelles aux variables cataclysmiques et binaires contact, la zoologie des systèmes binaires est donc très variée. Par la suite, nous nous concentrerons sur les systèmes les plus fréquents, à savoir les binaires visuelles et spectroscopiques.

I.1.3 Combien existe-t-il de systèmes binaires dans l'Univers?

Nous avons déjà dit que la découverte des systèmes binaires, si elle s'est faite au coup par coup au tout début, a rapidement explosé, révélant toujours plus de nouvelles paires de toutes sortes. Petit à petit, ces systèmes ont semblé de moins en moins rares, jusqu'à ce qu'on se demande si notre Soleil sans compagnon n'était pas une exception.

Des recherches systématiques ont été entreprises par de nombreux groupes, mais plusieurs limitations compliquent énormément cette tâche. Par exemple, les recherches de binaires visuelles sont limitées à une certaine séparation minimale, généralement de l'ordre de $1''$, à cause de la turbulence atmosphérique. Mais celle-ci ne correspond pas à la même séparation physique si on considère des étoiles situées à des distances différentes. De plus, selon que l'on considère une étoile de type solaire ou une étoile

beaucoup plus massive, le contraste entre la cible et son compagnon ne seront pas les mêmes, et il est plus facile de trouver des compagnons aux premières qu'aux secondes. Il faut donc prendre un grand soin dans la sélection de l'échantillon: l'idéal est un ensemble d'étoiles de même masse et situées à la même distance du Soleil, si possible assez petite pour que les méthodes d'imagerie et spectroscopique puissent se chevaucher.

Pour déterminer correctement la proportion d'étoiles possédant un compagnon, il faut de plus étudier chaque objet d'un échantillon avec plusieurs techniques, de manière à pouvoir identifier toutes les binaires possibles, avec des périodes orbitales s'étalant de moins d'un jour à plusieurs dizaines de milliers d'années. Il s'agit donc d'un travail très long. De plus, les observations ne permettent bien souvent pas la détection de toutes les binaires possibles, notamment lorsque les masses des deux étoiles sont très différentes l'une de l'autre. Bien souvent, il faut donc estimer et appliquer des corrections de complétude pour tenir compte des compagnons qui n'ont pu être découverts. Malheureusement, ces corrections sont souvent aussi élevées qu'incertaines car elles reposent sur des hypothèses difficiles à vérifier.

Depuis plusieurs décennies, il est toutefois établi que le nombre de systèmes binaires est au moins aussi élevé que le nombre d'étoiles isolées. Ainsi, en étudiant des étoiles de tous types spectraux, Petrie (1960) a montré qu'au moins la moitié de toutes les étoiles possédaient un compagnon dans le domaine spectroscopique. Par ailleurs, Poveda *et al.* (1982) ont conclu que presque toutes les étoiles du champ appartenaient à une binaire visuelle. Autant dire que les étoiles isolées sont rares!

Depuis une vingtaine d'années, des études systématiques sont menées sur des échantillons proprement définis, au moins pour les étoiles de faible masse. L'étude la plus complète à ce jour est celle de Duquennoy & Mayor (1991)¹, qui concerne les étoiles de type spectral F7 à G9, c'est-à-dire semblable à notre Soleil. Des observations spectroscopiques menées durant plus de dix ans ont été rassemblées et complétées avec une recherche de binaires visuelles et de paires à mouvement propre commun². L'échantillon choisi par DM91 est limité en volume, c'est-à-dire que toutes les étoiles situées à moins de 22 pc du Soleil ont été observées ou, tout au moins, toutes celles qui sont accessibles depuis l'observatoire utilisé.

Le résultat de leur étude est qu'**environ 60 % des étoiles de type solaire dans notre voisinage possèdent au moins un compagnon stellaire**. Ce nombre inclut les binaires visuelles ainsi que les binaires spectroscopiques, et a été corrigée pour prendre en compte toutes les binaires ayant un rapport de masse $q \geq 0.1$.

¹Nous adopterons l'abréviation DM91 tout au long de notre étude.

²Pour les binaires visuelles les plus larges, pour lesquelles le lien physique est extrêmement difficile à établir, la meilleure vérification consiste à s'assurer que les deux étoiles possèdent le même mouvement dans le plan du ciel. Lorsque c'est le cas, on parle d'une *binaire à mouvement propre commun*.

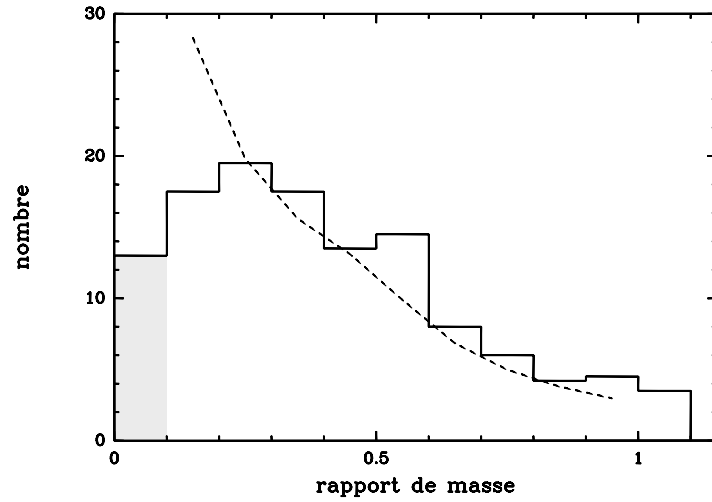


Figure I.5: Distribution des rapports de masse des binaires étudiées par DM91. L’histogramme, qui correspond aux observations, est corrigé pour l’incomplétude, mais reste sans doute incomplet pour les rapports de masse $q < 0.1$ (partie grisée). D’autre part, il comprend quelques binaires avec $q > 1.0$ qui proviennent des résultats spectroscopiques, le “primaire” étant parfois mal défini dans les système où $M_A \approx M_B$. La courbe en tirets représente le résultat d’un tirage aléatoire en suivant la distribution de masses déterminée par Kroupa *et al.* (1993) avec $\alpha_1 = 0.7$; cette courbe est en assez bon accord avec les observations, malgré un possible déficit vers les plus faibles masses.

Outre la fréquence des systèmes binaires, DM91 déterminent également des propriétés importantes, comme les distributions de rapports de masse, de périodes orbitales ou d’excentricités. Ainsi, ils montrent que la fonction de masse des secondaires est très similaire à celle déterminée par Kroupa *et al.* (1990) pour l’ensemble des étoiles. Cela signifie que les masses des secondaires sont tirées de façon aléatoire dans cette distribution, sans effet de sélection lié au processus de formation. Les rapports de masse observés s’étendent de 0.1 à 1, avec un maximum vers $q \sim 0.3$, comme le montre la figure I.5.

D’autre part, leurs résultats indiquent que la distribution de périodes orbitales s’étend de moins d’un jour à plus de 10 millions d’années, selon une courbe assez douce, ayant une remarquable forme gaussienne, centrée sur une séparation de l’ordre de 30 UA (voir la figure I.6). Enfin, il apparaît que toutes les binaires ayant une période $P < 11$ jours ont des orbites circulaires, probablement en raison de l’effet dissipatif des forces de marée entre les deux étoiles (Zahn 1977, Tassoul 1987).

Pour les étoiles moins massives, de type spectral M, une étude similaire a été conduite par Fischer & Marcy (1992) pour les étoiles situées à moins de 20 pc du Soleil.

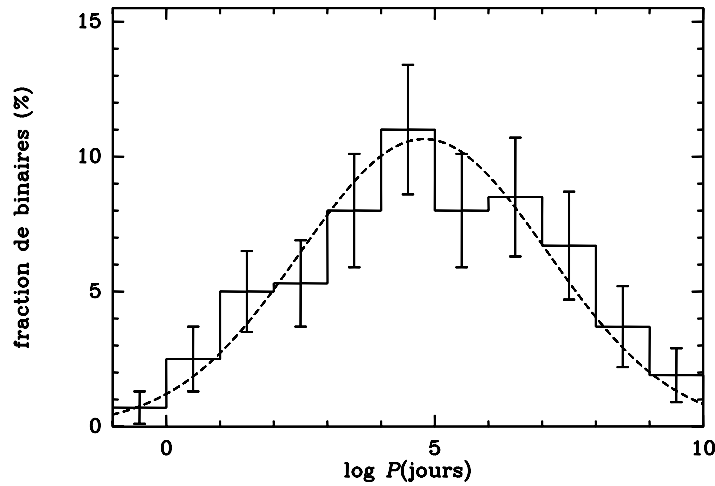


Figure I.6: Distribution des périodes orbitales pour les binaires étudiées par DM91. L'histogramme solide correspond aux observations corrigées pour l'incomplétude alors que la courbe en tirets est le meilleur ajustement d'une gaussienne sur ces données. A titre indicatif, voici la correspondance entre période orbitale et séparation physique pour quelques valeurs représentative: $1 \text{ j} \iff \sim 0.02 \text{ UA}$, $10^5 \text{ j} \iff \sim 50 \text{ UA}$, $10^{10} \text{ j} \iff \sim 10^5 \text{ UA}$.

Malheureusement, leur étude n'a permis la détection que de 24 compagnons, alors que DM91 ont pu en rassembler plus du triple. En conséquence, les distributions statistiques sont beaucoup moins bien connues pour les étoiles moins massives. Il semble cependant que la distribution de périodes orbitales soit similaire à celle des étoiles de type G, et que la proportion d'étoiles ayant un compagnon soit légèrement plus faible, de l'ordre de 45 %. Un nombre plus limité de binaires spectroscopiques pour les étoiles M que pour les étoiles plus massives a aussi été proposé par Tokovinin (1992), mais Mayor (2000) aboutit à une conclusion opposée: les binaires spectroscopiques seraient aussi fréquentes parmi les étoiles M que parmi les étoiles G. En résumé, il semble donc que la proportion de binaires pour les étoiles de très faible masse soit à peu près identique, bien que peut-être légèrement inférieure, à celle déterminée par DM91 pour les naines G.

Pour les étoiles massives, les connaissances actuelles sont beaucoup plus floues. La principale raison à cela est la très courte durée de vie de ces objets: à peine quelques millions d'années pour les étoiles O. En conséquence, il y a peu d'objets de ce type dans la Galaxie, et ils sont également assez éloignés du Soleil. Par ailleurs, les problèmes de contraste rendent la détection de binaires très délicate. Il existe cependant quelques travaux concernant ces objets, mais leurs niveaux de complétude ou de cohérence d'échantillon n'ont pas toujours été estimés. Pour se fixer les idées, mention-

nous l'étude de Abt *et al.* (1990), qui concerne une centaine d'étoiles de type spectral B2 à B5. Leurs résultats rassemblent, comme DM91, des binaires spectroscopiques et visuelles, plus de 70 % des objets ayant révélé un compagnon. Lorsqu'ils essaient de tenir compte de leurs limites de détections, ils concluent que **chaque étoile B possède environ deux compagnon de masse $M > 1 M_{\odot}$** . Même si cette évaluation est assez incertaine, il semble acquis que la proportion de systèmes binaires est sensiblement plus élevée pour les étoiles massives que pour les étoiles semblables au Soleil, d'autant plus que des compagnons avec $M < 1 M_{\odot}$ sont probablement également présents.

Finalement, il faut mentionner que toutes ces études concernent les étoiles situées dans une petite partie de la Galaxie, seulement. Nous n'avons pas la moindre idée de la généralité des chiffres que nous venons d'évoquer en ce qui concerne l'ensemble de la Galaxie, et encore moins pour les autres galaxies.

I.1.4 Intérêts astrophysiques de l'observations des systèmes binaires

Outre leur importance numérique, les systèmes binaires ont un intérêt essentiel en astrophysique. Au début de l'historique que nous avons esquissé, lorsque les premières binaires visuelles ont montré un mouvement orbital, celui-ci est apparu sous la forme d'une ellipse, ce qui a définitivement validé la théorie de la mécanique de Newton et les lois de Képler.

Par la suite, il est rapidement apparu que la mesure de l'orbite des binaires pouvait permettre de déterminer avec grande précision les paramètres fondamentaux des étoiles considérées. Tout d'abord, comme la gravitation est avant tout une affaire de masse, les masses des objets peuvent être estimées. En réalité, si on ne considère qu'un seul type de données, visuelles ou spectroscopiques, il reste souvent des ambiguïtés qui ne peuvent être levées, notamment entre l'excentricité et l'inclinaison du plan de l'orbite. Par contre, quand les deux sources d'information peuvent être combinées, toute l'information est accessible. A titre d'exemple, Forveille *et al.* (1999) présente des observations d'une binaire de 0.6 et 0.4 M_{\odot} pour lesquelles les estimations de masses ont des incertitudes de seulement 1.2 %!

Au delà de la masse des étoiles, d'autres paramètres essentiels peuvent être déterminés, au moins dans certains cas. Ainsi, le rayon des étoiles peut être estimé avec grande précision dans le cas de binaires à éclipse. Comme pour la mesure de la masse, cette mesure est la seule méthode utilisable pour la plupart des étoiles¹. Grâce à

¹Les méthodes interférométriques ne permettent généralement la mesure que des étoiles géantes proches, car il faut que leur diamètre apparent soit relativement important. En effet, une étoile ayant un rayon de 1 R_{\odot} et située à 10 pc ne nous apparaît que comme un disque de diamètre $\approx 0''.001$, qui

cette mesure, la luminosité de l'objet peut être utilisée pour déterminer la température effective de l'étoile, indépendamment de son type spectral. Enfin, on peut même estimer l'importance de l'assombrissement centre-bord des étoiles, en étudiant de près la forme des minima dans les binaires à éclipse. Pour mesurer cette dernière propriété, l'observation de tels systèmes est la seule méthode utilisable pour une étoile autre que le Soleil.

D'autre part, il est essentiel de tenir compte de la binarité pour déterminer les propriétés individuelles des étoiles, ainsi que les propriétés statistiques de grands ensembles d'objets, comme la fonction de masse ou l'âge d'un amas. Ainsi, placer une étoile dans un diagramme HR pour déterminer sa masse et son âge est une méthode efficace, à la condition implicite que l'étoile ne soit pas double. Dans ce cas, en effet, l'objet paraît beaucoup plus lumineux qu'il ne l'est réellement et toutes ses propriétés sont mal estimées. Ainsi, pour une TT de $0.5 M_{\odot}$ âgée de dix millions d'années, une surestimation d'un facteur deux de sa luminosité en raison d'un compagnon non résolu amène à lui attribuer un âge de seulement trois millions d'années.

Enfin, les binaires ont également une importance "philosophique". En effet, la recherche de vie extrasolaire, qui est un des fondements de la recherche en astrophysique quoi qu'on en dise, pourrait être bouleversée par la multitude de systèmes binaires. Des planètes peuvent-elles se former lorsque deux étoiles, et non une seule, sont présentes? Dans l'affirmative, est-il possible de trouver dans des systèmes binaires des planètes où les conditions que l'on pense nécessaires à l'apparition de la vie soient remplies? Ces questions sont actuellement le sujet de nombreuses présentations dans les conférences, ce qui montre bien que les systèmes binaires ne sont plus ni des "bêtes de cirque", ni des "jeux d'esprits pour théoriciens".

I.2 D'un nuage de gaz à une étoile

Quand les astronomes ont commencé de mettre sur pied un modèle de formation stellaire, ils ont d'abord considéré le problème de la création d'une étoile simple comme le Soleil. Le cas d'un système binaire est beaucoup plus complexe, notamment car la symétrie de révolution du problème est brisée, et c'est pourquoi il n'a été considéré que dans un second temps. En fait, comme nous le verrons par la suite, le processus de formation d'un système binaire ne requiert qu'une étape supplémentaire, sans que cela ne modifie la description générale.

ne peut être résolu dans le visible qu'avec une ligne de base de plus de 100 m.

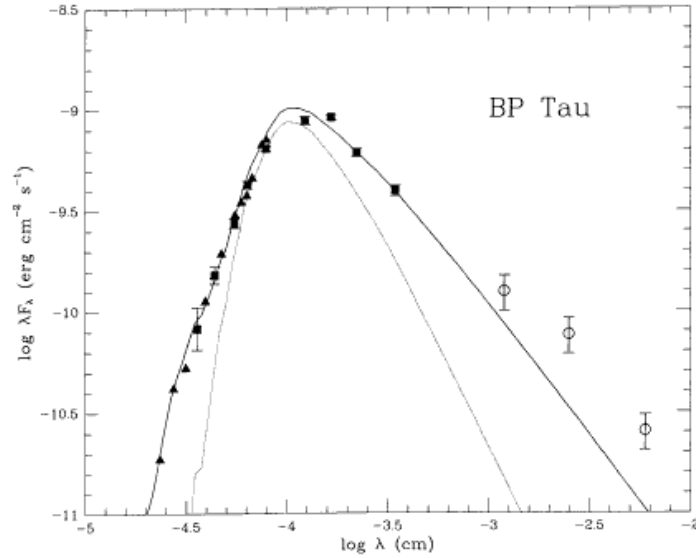


Figure I.7: Distribution spectrale d'énergie d'une TT typique, BP Tau, obtenue par Bertout *et al.* (1988). La courbe en trait fin représente le flux attendu si l'étoile était "nue", et on voit nettement des excès aux courtes et grandes longueurs d'onde, c'est-à-dire dans l'ultraviolet et l'IR. La courbe en trait épais est un modèle de disque d'accrétion ajusté aux données. Le pic d'émission des TT se situe aux alentours de $1\ \mu\text{m}$, où les deux excès sont presque négligeables.

I.2.1 Les étoiles T Tauri

Il y a plus d'un demi-siècle (en 1942 et 1945), Joy publiait deux articles devenus fondateurs, dans lesquels il rassemblait une dizaine d'objets possédant des caractéristiques marquantes. Il s'agissait d'étoiles de type spectral F ou G peu lumineuses¹, présentant des variabilités photométriques importantes, ainsi que de fortes raies atomiques en émission, semblables à ce qu'on observe pour la chromosphère solaire. Enfin, ces étoiles étaient associées à de brillantes nébuleuses en réflexion ou à des nuages sombres. Parmi les raies en émission, les plus intenses sont celles de l'hydrogène et du calcium. Joy a nommé ces objets "étoiles T Tauri" (que nous abrégerons par TT) d'après l'objet le plus brillant dans cette liste; la variabilité de cette étoile était connue depuis 1850. Parmi les onze objets de cette liste, cinq sont connus comme appartenant à des systèmes binaires depuis Joy & van Biesbroeck (1944).

Une autre découverte importante sur ces étoiles fut la détection par Bonsack & Greenstein (1960) de fortes raies d'absorption du lithium, beaucoup plus marquées que

¹Les types spectraux de toutes ces étoiles ont par la suite été ramenés à des étoiles K ou M. Le type spectral typique d'une TT est maintenant estimé à K7–M0.

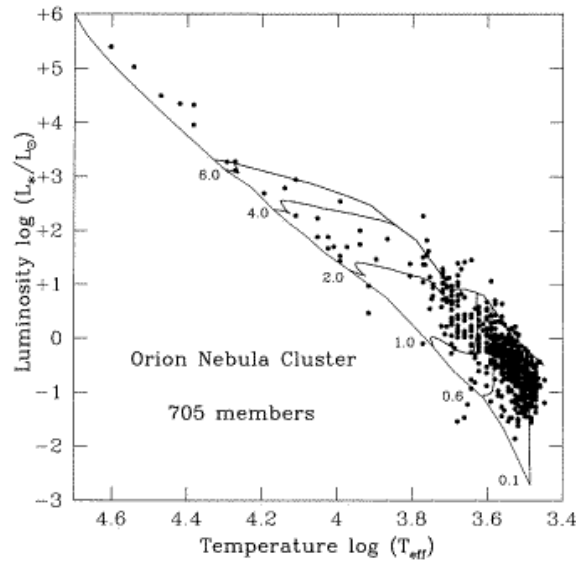


Figure I.8: Diagramme HR pour les étoiles situées dans le Trapèze d'Orion. La courbe inférieure, qui traverse le diagramme en diagonale, représente la position des étoiles de la SP, et on voit que les TT sont nettement au-dessus de celle-ci, dans le domaine des faibles masses ($M < 1 M_{\odot}$ pour la plupart). Les autres courbes sont les modèles évolutifs de Palla & Stahler (1999) pour différentes masses. Chaque cercle plein représente une étoile de l'amas et peut être comparé aux modèles pour déterminer sa masse et son âge.

dans le Soleil ou les autres étoiles de son voisinage. La surprise résulte du fait que cet élément est détruit à une température beaucoup plus faible que celle nécessaire à la combustion thermonucléaire de l'hydrogène. L'explication de ce phénomène est que les étoiles TT sont en fait des étoiles suffisamment jeunes pour ne pas avoir encore brûlé leur lithium. Herbig (1962) résume l'ensemble des arguments indiquant que ces objets sont effectivement des étoiles de faible masse extrêmement jeunes.

On a également découvert que ces objets possédaient non seulement de fortes raies d'émission, mais également des excès de continuum, qui viennent se superposer au spectre photosphérique de l'étoile. D'une part, un fort excès ultraviolet, qui s'étend en réalité jusqu'à 6000–7000 Å, remplit la plupart des raies photosphériques, à tel point que la classification spectrale de certains objets est complètement impossible. D'autre part, un excès important dans l'infrarouge (IR) a été découvert lorsque des détecteurs adéquats ont été réalisés. La figure I.7 présente la distribution spectrale d'énergie d'une TT typique qui possède ces deux excès.

Par la suite, de plus en plus d'objets de type TT ont été découverts, notamment en utilisant des études spectroscopiques systématiques pour rechercher la raie H α en émis-

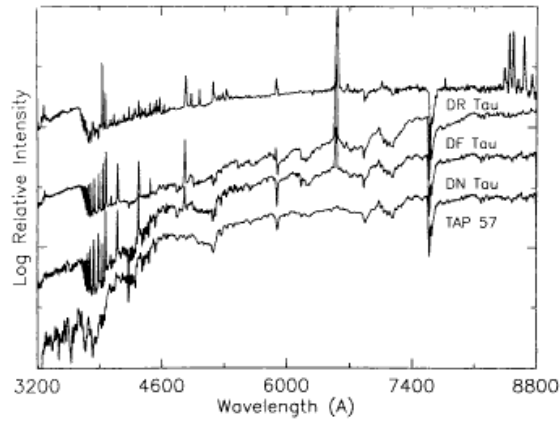


Figure I.9: Exemples de spectres de TT. La raie la plus intense, à $\lambda \sim 6500 \text{ \AA}$, est la raie $H\alpha$. TAP 57 (en bas) est une WTT dont le spectre est très semblable à une étoile de faible masse sur la SP, si ce n'est que la raie $H\alpha$ n'apparaît pas en absorption. Les autres étoiles sont des CTT plus ou moins active, DR Tau étant si active qu'elle ne présente aucune raie d'absorption photosphérique. Son spectre est donc totalement dominé par l'excès ultraviolet-bleu caractéristique des CTT. Cette figure provient de Bertout (1989).

sion. Une grande partie des TT est rassemblée dans quelques régions très restreintes du ciel, le plus souvent associées à des nuages moléculaires. Les deux zones les plus connues sont sans doute le complexe du Taureau et la nébuleuse d'Orion (M 42). Plus récemment, on a découvert quelques associations d'une dizaine d'objets TT qui ne sont situées à proximité d'aucun nuage moléculaire. L'exemple le plus connu est celui de l'association de TW Hya (Rucinski & Krautter 1983, Webb *et al.* 1999).

Lorsqu'il a été possible de placer ces objets dans un diagramme HR, il est apparu que ceux-ci étaient situés au-dessus de la séquence des étoiles naines, ce qui confirmait leur jeunesse. De plus, l'emploi de ces diagrammes, lorsqu'un bon modèle d'évolution stellaire est disponible, permet de déterminer la masse et l'âge de ces objets. Ainsi, la figure I.8 présente le diagramme obtenu par Palla & Stahler (1999) pour l'amas du Trapèze d'Orion. De façon générale, les TT correspondent à des objets de $0.5\text{--}1 M_{\odot}$ et ont un âge de l'ordre d'un million d'années. Ils sont donc considérés comme les “ancêtres” de notre Soleil.

Depuis une vingtaine d'années, on a découpé la classe des TT en deux sous-catégories. D'une part, les étoiles TT “classique” (ou CTT) qui possèdent l'ensemble des propriétés décrites ci-dessus. Par ailleurs, on a découvert des TT “à émission faible” (ou WTT), pour lesquelles les raies d'émission sont rares et d'intensité très limitée, et les excès ultraviolet et IR quasiment inexistantes. La présence de la raie d'absorption du lithium confirme cependant leur statut évolutif similaire aux CTT. La figure I.9

présente une séquence de spectres de TT, allant d'une WTT à une CTT extrêmement active.

Ménard & Bertout (1999) présentent une revue complète des propriétés spectrales et photométriques des TT, et résument le modèle classique pour ces objets. Nous allons brièvement décrire ce modèle et le processus de formation stellaire dans leurs grandes lignes, avant de revenir sur la question des systèmes binaires dans ce contexte.

I.2.2 La création d'un nouveau Soleil

Comme le suggère l'association physique des TT avec des nuages moléculaires, c'est à partir d'un nuage de gaz que se forme une étoile. Celui-ci est initialement en équilibre malgré l'effet de la gravité; les processus pouvant maintenir cet équilibre sont nombreux: une faible rotation, un certain niveau de turbulence dans le gaz ou la présence d'un champ magnétique engendrant une pression supplémentaire pour le gaz. A un moment donné, l'équilibre est rompu, par exemple sous l'effet d'une onde de choc extérieure ou car la diffusion ambipolaire a abaissé le champ magnétique à une valeur telle qu'il ne peut plus supporter le nuage. Le nuage commence alors à se contracter, la matière tombant graduellement vers le centre du cœur moléculaire. Il semble que cet effondrement s'effectue de l'intérieur vers l'extérieur, c'est-à-dire que les couches internes du nuage commencent leur contraction sans que les parties extérieures ne subissent d'effet. Ce modèle a été décrit en détail par Shu *et al.* (1987).

Ces "cœurs pré-stellaires", comme on les appelle, ne sont pas encore des étoiles mais plutôt des enveloppes fortement condensées vers le centre, proches d'une sphère isotherme: ils ont un profil radial de densité $\rho(r) \propto r^{-2}$ sauf au centre, où la densité est à peu près uniforme. Ensuite, c'est l'emballement et la matière s'effondre rapidement vers le centre, où la densité et la température augmentent rapidement; c'est là que la proto-étoile va apparaître. Grâce à la libération d'énergie gravitationnelle, ces objets sont relativement lumineux, mais comme ils sont enfouis dans une épaisse enveloppe, tout le rayonnement visible et IR est absorbé sans nous parvenir. Seules les plus grandes longueurs d'onde – les ondes radio – en permettent la détection et l'étude. On les appelle objets de "classe 0", suivant la proposition de André (1993), qui a décrit leurs propriétés et leur lien supposé avec les étoiles plus évolués.

Par la suite, lorsqu'une grande partie de la matière s'est rassemblée dans le cœur central, on atteint la phase TT que nous avons décrite précédemment. L'étoile est devenue visible car elle n'est presque plus enfouie et il a pratiquement atteint sa masse finale. Par opposition aux "classe 0", on parle alors d'objets de "classe I" ou "classe II", selon l'importance de l'émission dans l'IR (Lada 1987). Cette proto-étoile n'a pas encore atteint un état stable, car elle n'effectue pas encore de réactions nucléaires en

son centre¹. N'ayant pas un support interne suffisant, l'objet continue à se contracter lentement et il libère l'énergie ainsi fournie sous forme de rayonnement. Par ailleurs, étant donnée ses propriétés internes, il est entièrement convectif, et son évolution est décrite dans ses grandes lignes par Hayashi (1961). On a affaire à une étoile en phase pré-séquence principale (PSP). Durant cette phase, il reste encore une quantité non-négligeable de matière autour de l'étoile; nous reviendrons sur la composition de cet environnement dans un instant. La dispersion de cette matière, qui peut être due au vent stellaire, à l'accrétion sur l'étoile ou flux ultraviolet d'étoiles chaudes voisines, s'effectue en un temps très variable d'un objet à l'autre, avec une valeur caractéristique d'un million d'années. Les objets de "classe III", qui terminent l'évolution proposée par Lada (1987), sont ceux pour lesquels l'environnement proche ne se manifeste plus.

Dans les dernières phases PSP de son existence, l'étoile devient partiellement radiative en son centre puis, très vite, elle amorce les réactions de combustion de l'hydrogène: elle a atteint la séquence principale (SP) où elle passera la plus longue partie son existence. A ce stade, il n'y a plus rien autour de l'étoile sauf, pour certaines d'entre elles, un disque de poussière très ténu dans lequel des planètes sont susceptibles de se former. A moins que celles-ci ne soient même déjà formées...

Le processus que nous venons de décrire est sans doute à peu près le même pour toutes les étoiles, sauf peut-être pour les plus massives ($M \gtrsim 20\text{--}30 M_{\odot}$). Cependant, les temps caractéristiques d'évolution dépendent de la masse de l'étoile: plus elle est massive, plus son évolution est rapide. Ainsi, alors qu'il faut plusieurs dizaines de millions d'années à une étoile de $0.5 M_{\odot}$ pour atteindre la SP, il suffit de deux millions d'années pour un objet de $4 M_{\odot}$. C'est la raison pour laquelle les étoiles PSP que nous connaissons sont presque toutes des objets de faible masse. En effet, les étoiles plus massives restent si peu de temps dans les mêmes phases que la probabilité d'en observer est très faible. Il existe tout de même une population d'étoiles PSP de masse intermédiaire, les étoiles AeBe de Herbig. Elles se distinguent des autres étoiles de même type spectral par la présence de raies en émission ainsi que, pour certaines d'entre elles, par des excès IR importants.

Depuis de nombreuses années, plusieurs groupes cherchent à suivre théoriquement l'évolution d'un objet dans sa phase PSP. Leur but est de prédire les différentes propriétés observables des étoiles (température, luminosité) en fonction de leur masse et de leur âge. A l'heure actuelle, les modèles évolutifs les plus employés sont ceux de Schaller *et al.* (1992), D'Antona & Mazzitelli (1996), Baraffe *et al.* (1998), Palla & Stahler (1999) et Siess *et al.* (2000). Les différences entre les modèles se situent es-

¹A un certain stade, une première réaction nucléaire a lieu qui brûle le deutérium. Cette combustion permet d'atteindre un état stable qui est cependant éphémère.

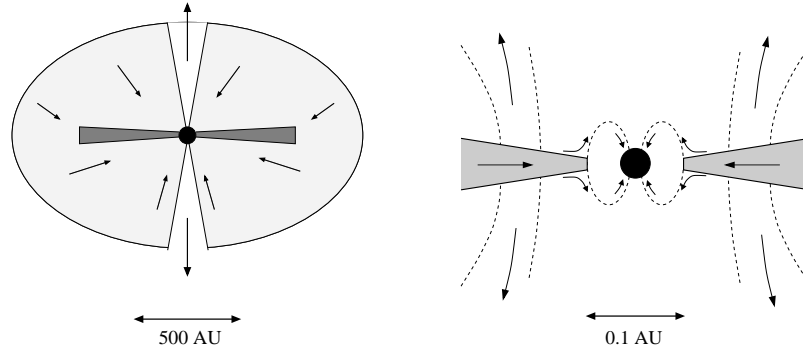


Figure I.10: Schéma de l'environnement d'une TT à deux échelles caractéristiques. Le flot d'accrétion s'effectue dans le plan du disque à grande distance de l'étoile, puis suit les lignes de champ magnétique pour tomber sur l'objet central. L'éjection de la matière s'effectue à partir du disque, puis est recollimatée au-dessus de celui-ci par des effets magnétiques. A grande échelle, on voit un jet très fin ayant vidé une cavité au-dessus de chaque pôle dans l'enveloppe circumstellaire.

sentielle dans la description de l'équation d'état de la matière, dans le traitement de la convection et dans le modèle d'atmosphère utilisé. Certains modèles sont plus adaptés à l'étude des objets de fortes masses (Schaller *et al.*), d'autres aux plus faibles masses (Baraffe *et al.*).

I.2.3 Un voisinage encombré et actif

Description des modèles

Les étoiles se forment donc à partir d'un nuage de gaz et, bien évidemment, celui-ci ne disparaît pas instantanément lorsque l'étoile se forme. Autour d'une TT, on trouve en fait plusieurs composantes distinctes mais reliées entre elles: i) une enveloppe circumstellaire plutôt ténue, ii) un disque d'accrétion et iii) un jet bipolaire collimaté et/ou un flot moléculaire. La figure I.10 présente un schéma simplifié de cet environnement, que nous allons maintenant décrire plus en détails.

L'essentiel de la matière du cœur moléculaire se rassemble dans l'étoile centrale dès les premières phases, mais il en reste une faible proportion sous la forme d'une enveloppe circumstellaire, résidu direct du cœur initial. Celle-ci s'effondre peu à peu sur l'objet central et est optiquement mince dans la phase TT, c'est-à-dire qu'elle ne cache plus l'étoile. Il est d'ailleurs possible qu'elle soit rapidement évacuée sous l'impulsion du flot bipolaire dont nous parlerons plus loin, si celui-ci est suffisamment intense.

Par ailleurs, le fragment de nuage qui s'est effondré était probablement en rotation

lente. Lors de l'effondrement du nuage, la matière ne tombe pas balistiquement vers l'étoile située au centre, mais se rassemble plutôt dans un disque équatorial, semblable par la forme aux anneaux de Saturne mais proportionnellement beaucoup plus grand. Dans ces disques, la matière est en rotation képlérienne mais des forces dissipatives, liées à la viscosité du gaz, tendent à la faire spiraler vers l'intérieur. Dans le même temps, le moment angulaire de cette matière est évacué vers l'extérieur du disque, pour assurer sa conservation totale. Peu à peu, elle tombe donc vers l'étoile centrale, mais de façon beaucoup moins violente que si elle était en chute libre. Au bout du compte, on assiste tout de même à de l'accrétion sur l'étoile.

La géométrie précise de cette accrétion est mal connue: on a longtemps cru qu'elle s'effectuait par le biais une "couche limite" à l'équateur de l'étoile. En effet, à la surface de l'étoile, la matière du disque a une vitesse de rotation *beaucoup* plus élevée que celle de l'étoile. Il y a donc une violente décélération de la matière si le disque s'étend jusqu'à la surface de l'étoile, libérant une énergie très importante. Les premiers travaux théoriques sur ce type de configuration remontent à Lynden-Bell & Pringle (1974). Ces dernières années, ce modèle a été supplanté par un autre, un peu plus complexe. Il s'agit des théories de "magnéto-accrétion" développées par Ghosh & Lamb (1978) pour les étoiles à neutrons puis adaptées aux TT par Königl (1991). L'hypothèse sous-jacente à ce modèle est que l'objet central possède un champ magnétique dipolaire, relativement fort et aligné avec l'axe de rotation. Dans ce cas, l'existence de boucles de champ magnétique tournant avec l'étoile peut modifier la géométrie du problème. Lorsque le flot d'accrétion approche du rayon de corotation, c'est-à-dire le rayon où la vitesse de rotation du disque égale celle de l'étoile, il est possible, si la matière est partiellement ionisée, qu'elle change sa trajectoire et sorte du plan du disque en suivant les lignes de champ magnétique. On s'attend alors à ce que le disque soit complètement vidé dans ses parties les plus internes, et ne s'étende plus jusqu'à l'étoile. L'accrétion s'effectuerait donc hors du plan du disque, sans doute près des pôles étant donnée la forme des lignes de champ, la matière tombant presque en chute libre sur la surface de l'étoile.

Un des modèles les plus utilisés pour la structure de ces disques, c'est-à-dire leur distribution en densité et en température, est celui que l'on appelle le "disque standard" de Shakura & Sunyaev (1973). Ce modèle, initialement développé pour les disques autour des trous noirs, est en fait celui d'un disque optiquement épais mais géométriquement mince, dont l'épaisseur est petite par rapport à son rayon. En première approximation, les propriétés de ces disques peuvent être décrites sous la forme de lois de puissance (par exemple $T(r) = T_0(r/r_0)^\beta$ pour la température) et le paramètre fondamental de ce modèle est celui qui décrit la loi de viscosité ($\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \nu \Delta \vec{v}$). Celle-ci est supposée de la forme $\nu = \alpha c_S H$, où c_S est la vitesse du son et H l'échelle de hauteur du disque.

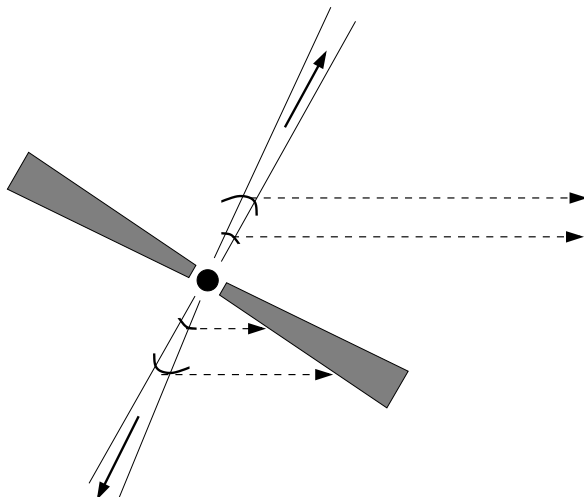


Figure I.11: Illustration de la cause de l'asymétrie des profils des raies interdites des TT. L'observateur est situé à l'infini vers la droite de la figure. Les raies sont émises juste derrière les chocs dans le jet, représentés par des arcs de cercle en gras. Les lignes de vue directes de ces zones ne concernent que la partie supérieure du jet, celle qui s'approche de l'observateur. Celui-ci ne voit donc que la partie bleue de l'émission dans la raie, l'autre partie restant cachée par le disque.

Le paramètre α , qui gouverne ce modèle, est très mal connu, et pourrait valoir aussi bien 10^{-3} que 1. Ce modèle est toujours largement employé, même si certaines de ces hypothèses sont quelque peu extrêmes, le disque n'étant par exemple certainement pas infiniment mince.

On a longtemps supposé l'existence de ces disques, avant même que des modèles précis ne décrivent leurs propriétés. En effet, l'analogie avec le système solaire laisse penser que les planètes se sont formées dans une structure de ce type, puisqu'elles orbitent toutes dans le même plan. La raison principale qui motive la plupart des études actuelles concernant les disques circumstellaires est donc la formation de planètes autour d'autres étoiles.

Parallèlement à cette accréation, un autre phénomène qui lui est intimement lié se développe. En effet, l'étoile accrète de la matière, mais elle en expulse aussi, sous la forme de jets polaires très collimatés (Kwan & Tademaru 1988, Mundt & Eislöffel 1998). Ceux-ci sont aussi parfois associés à d'importants flots moléculaires beaucoup plus ouverts. Le lien avec le phénomène d'accréation n'est pas encore connu dans tous ses détails, mais tous les modèles qui tentent d'expliquer ce lien sont fondés sur l'existence d'un champ magnétique assez intense dans le disque, qui peut prendre son origine dans l'étoile. La première approche de ce phénomène remonte à Blandford & Payne (1982),

et une revue complète des différents modèles existants a récemment été présentée par Königl & Pudritz (2000). Le point commun à tous les modèles est le fait que la matière éjectée provient toujours du disque lui-même. Une des propriétés de ce jet est de permettre l'évacuation d'une grande quantité de moment angulaire, favorisant ainsi l'accrétion d'une partie de la matière sur l'étoile. D'autre part, au contact du jet avec la vaste enveloppe que nous avons évoquée, une fraction de celle-ci est entraînée par le jet, donnant naissance au flot moléculaire parfois observé autour des étoiles TT (Gueth & Guilloteau 1999).

Indices observationnels

Les différentes composantes de ce modèle général ont toutes été confirmées par les observations. Ce sont souvent ces dernières qui ont indiqué la présence de certaines composantes. Ainsi, les jets collimatés ont été découverts en imagerie directe avant que les modèles ne prédisent leur existence. Par contre, les disques sont longtemps restés indétectables directement et, même à l'heure actuelle, le nombre de disques dont on a une image est très limité. L'existence de telles structures a donc longtemps été appuyée par les observations, mais seulement de façon indirecte.

Le modèle précédemment décrit (André *et al.* 1999) expliquant les phases initiales de l'effondrement est validé par les propriétés observées des cœurs pré-stellaires. La fonction de masse stellaire semble être issue de celle de ces cœurs, ce qui repousse d'autant en arrière la question de son origine: ce ne serait pas le processus d'effondrement qui serait responsable de cette distribution, mais plutôt le processus initial de fragmentation du nuage moléculaire.

Parmi les observations qui sont naturellement expliquées par la présence d'un disque, citons le fort excès IR et sa variation avec la longueur d'onde, imputé dans ce modèle à l'émission du disque lui-même (Bertout *et al.* 1988). Celle-ci est en partie intrinsèque au phénomène d'accrétion qui, étant basé sur un phénomène dissipatif, libère de l'énergie. Le reste du flux est le résultat de l'illumination du disque par l'étoile centrale. Par ailleurs, l'excès de continuum dans l'ultraviolet et le bleu est interprété dans ce modèle comme étant produit à la surface de l'étoile, dans la zone où le flot d'accrétion atteint l'objet central. Une autre preuve indirecte est reliée à la présence des jets. En effet, on pense que certaines des raies observées en émission – les raies interdites – trouvent leur origine dans des zones très peu denses, à l'arrière de chocs eux-mêmes situés à l'intérieur des jets. Or, l'observation de ces raies montrent presque systématiquement une asymétrie, avec une aile bleue n'ayant pas sa contrepartie dans le rouge. Cette tendance est systématique, et l'explication la plus naturelle consiste à dire que le disque nous cache la partie du jet qui s'éloigne de nous, alors que celle

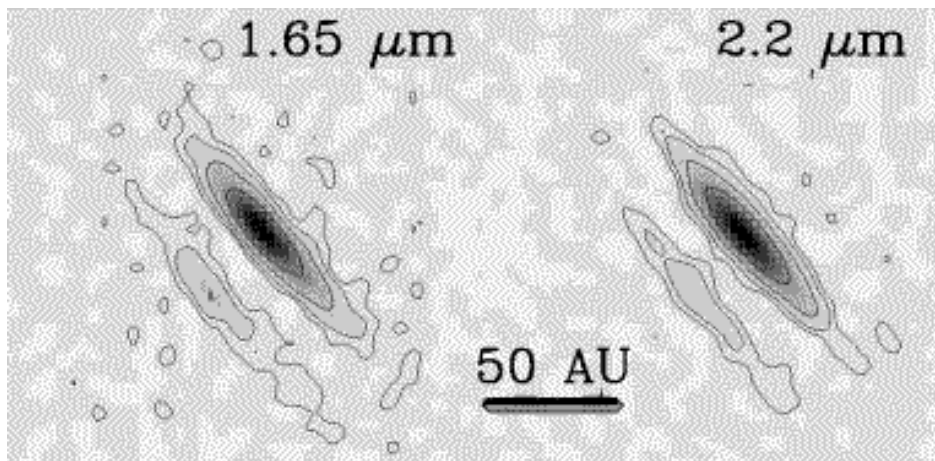


Figure I.12: Une TT présentant un disque vu par la tranche qui cache totalement l'étoile: HK Tau B. L'étoile n'est pas du tout visible, et on observe une nébuleuse allongée, avec une bande sombre en son milieu; celle-ci situe le plan du disque. Cette image a été obtenue par Koresko (1998) en utilisant un des télescopes Keck de 10 m et la technique d'interférométrie des tavelures.

qui vient vers nous n'est pas cachée, comme le montre la figure I.11 (Appenzeller *et al.* 1984).

Depuis quelques années, certains disques ont été vus directement dans des images visibles, IR et/ou millimétrique, ce qui a définitivement entériné les observations précédentes. Tout d'abord, des étoiles plus évoluées ont montré des disques de poussières, l'exemple le plus connu et le plus ancien étant celui découvert autour de β Pic (Smith & Terile 1984). Ces disques sont physiquement différents de ceux des TT: il a été montré que les poussières qui les constituent ne peuvent pas être originelles, car elles auraient été complètement dispersées par le flux de l'étoile. Pour autant, les corps orbitant autour de ces étoiles et qui alimentent ces disques sont eux-même agencés dans un disque, ce qui traduit sans doute l'organisation de la matière dans les phases antérieures de son évolution. Plus récemment, une poignée d'objets TT ou encore plus jeunes ont révélé une signature très nette de la présence d'un disque (Burrows *et al.* 1996, Stapelfeldt *et al.* 1998, Koresko 1998, Koerner *et al.* 1998b, Padgett *et al.* 1999, Monin & Bouvier 2000): en effet, ces étoiles ont été observées à haute résolution angulaire, et il est apparu que nous ne les voyions pas directement, mais qu'un disque vu par la tranche les cachait. La figure I.12 présente une image de ce type. Les disques ainsi détectés autour des TT ont un rayon typique de plusieurs centaines d'UA.

Certains objets ont aussi révélé des structures plates et étendues aux longueurs d'onde radio, qui ont été interprétées comme des disques circumstellaires. Dans certains

cas, il a même été possible de montrer que ces structures étaient en rotation képlerienne autour de l'objet central, ce qui constitue une confirmation très importante de la réalité de ces disques (Dutrey *et al.* 1998, Guilloteau & Dutrey 1998). De plus, ces observations fournissent pour la première fois une estimation directe et relativement précise de la masse, totalement indépendante des modèles évolutifs (Simon 2000).

Au-delà de la présence du disque d'accrétion, qui ne fait guère de doute, la globalité du modèle d'accrétion est en accord avec l'ensemble des observations conduites à ce jour. La partie de l'étoile sur laquelle s'effectue l'accrétion est chauffée à des températures de l'ordre de 10000 K, suffisantes pour émettre un intense continuum dans l'ultraviolet et le bleu, ainsi que de nombreuses raies d'émission, notamment de l'hydrogène. L'intensité observée des raies et l'excès ultraviolet sont assez bien reproduits par les modèles (Valenti *et al.* 1993, e.g.). Les détails des profils de raies d'émission prédits sont de plus en accord raisonnable avec ceux observés pour les TT (Muzerolle *et al.* 1998b), même s'il est peut-être nécessaire d'inclure des effets complémentaires dus à la turbulence ou la rotation du système (Alencar & Basri 2000).

En comparant les luminosités mesurées des excès IR et/ou ultraviolet, il est possible de remonter au taux d'accrétion sur les étoiles TT. Les estimations les plus récentes de ces taux d'accrétion donnent des valeurs typiques de l'ordre de 10^{-8} à $10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$ (Gullbring *et al.* 1998, White 2000). Par ailleurs, en utilisant les mesures des raies interdites et en faisant certaines hypothèses sur la nature des chocs qui les engendrent, Hartigan *et al.* (1995) estiment des taux de perte de masse typique de l'ordre de $10^{-9} M_{\odot}/\text{an}$, soit un rapport entre perte de masse et accrétion de l'ordre de quelques pourcents. Le lien entre les deux phénomènes semble d'ailleurs assez fort, comme le montre les corrélations qui sont observées entre le flux dans la raie $H\alpha$, qui trace l'accrétion, et celui dans la raie interdite $[O I]$, qui trace la perte de masse (Edwards *et al.* 1993). De plus, Edwards *et al.* montrent également que la luminosité de la raie $[O I]$ est fortement corrélée avec l'excès IR mesuré par l'indice de couleur $K - L$. Il ne fait donc guère de doutes que l'accrétion sur l'étoile et l'éjection dans un flot bipolaire sont intrinsèquement reliées.

L'ensemble des caractéristiques des TT sont donc explicables par le modèle actuel de ces objets. La variabilité naturelle de ces objets est sans doute liée à une variation du taux d'accrétion sur l'étoile. Des réserves concernant les principes du modèles d'accrétion magnétosphérique ont cependant été présentées par Safier (1998). Elles concernent la force du champ magnétique des TT, qui pourrait être insuffisante, ainsi que sa morphologie: rien ne prouve que le champ soit effectivement dipolaire, et si c'est le cas, qu'il soit aligné avec l'axe de rotation de l'étoile. D'autre part, il n'est pas certain que les lignes de champ de la magnétosphère, qui tourne *a priori* à la même vitesse que l'étoile, soient complètement ancrées dans le disque. Si les lignes de champs ne tournent

pas à la même vitesse que le disque, celles-ci peuvent changer de forme, en allant même jusqu'à s'ouvrir complètement (Agapitou & Papaploizou 2000). Il peut aussi y avoir de violents phénomènes de reconnexion, lorsque deux lignes distinctes se rapprochent trop. Malgré ces limitations, il est vraisemblable que le processus d'accrétion soit au moins proche de celui que nous avons décrit.

I.3 Binaires parmi les étoiles jeunes

Ce modèle, aussi proche soit-il des observations, ne prend pas en compte le fait, bien établi, que les systèmes binaires sont très nombreux. Tout ce que nous avons dit jusqu'à présent ne s'applique qu'à des étoiles isolées, sans perturbation extérieure. Il convient donc d'étudier l'influence d'un compagnon sur ce modèle. Avant cela, nous allons résumer les connaissances actuelles sur la fréquence des systèmes binaires parmi les TT.

I.3.1 Combien y en a-t-il?

Nous avons déjà dit que Joy & van Biesbroeck (1944) évoquaient déjà la duplicité des TT, avec même une proportion importante, puisque cinq des onze objets alors connus, soit près de la moitié, avaient un compagnon! De plus, le fait que les étoiles de la SP soient souvent dans des systèmes multiples suggère que cela doit aussi être le cas des TT, si celles-ci sont réellement les précurseurs des étoiles comme notre Soleil.

Les premières études systématiques de binaires parmi les TT sont toutefois assez récentes. Cohen & Kuhl (1979) ont augmenté le nombre de systèmes binaires parmi les TT jusqu'à une vingtaine. Il a ensuite fallu attendre le développements des techniques d'imagerie à haute résolution angulaire pour voir le nombre de binaires exploser, comme pour la SP dans les temps historiques. L'interférométrie des tavelures et l'optique adaptative permettent d'obtenir des images limitées par la diffraction, spécialement dans le proche IR. Sur un télescope de la classe des 4 m, la limite de résolution passe de 1'', imposée par l'atmosphère, à 0''.1, voire un peu moins. L'occultation lunaire permet d'autre part d'atteindre une résolution aussi petite que 0''.005.

Plusieurs études publiées quasiment simultanément au début des années 1990 (Simon *et al.* 1992, Reipurth & Zinnecker 1993, Ghez *et al.* 1993, Leinert *et al.* 1993, Simon *et al.* 1995) ont révélé un nombre très important de binaires TT, comme on pouvait s'y attendre. D'après ces études, il semble même que le nombre de binaires visuelles dans les zones de formation proches du Soleil, comme le Taureau ou ρ Ophiuchus, soit près de deux fois plus élevé que sur la SP! La figure I.13 illustre cet excès de binaires pour la zone du Taureau. Dans d'autres zones, comme la région de formation d'Orion, le

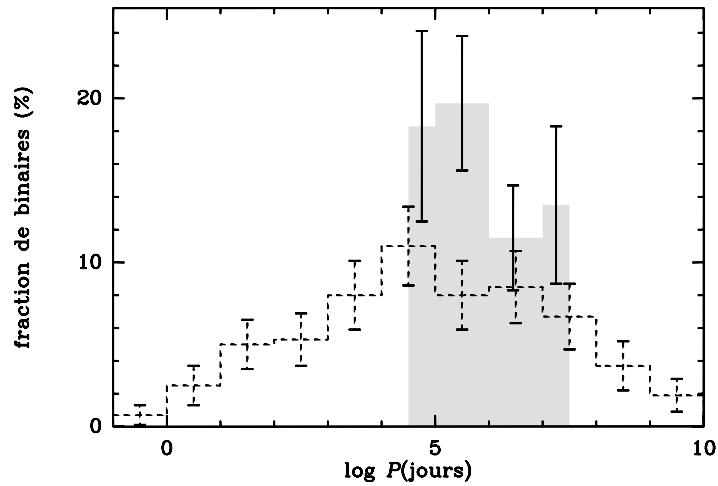


Figure I.13: Excès de binaires observé par Leinert *et al.* (1993) dans la zone de formation du Taureau: proportion de binaires en fonction de leur période orbitale. L’histogramme grisé représente les observations de TT (l’échantillon contient une centaine de cibles), alors que celui en tirets est le résultat de DM91 pour la SP déjà présenté dans la figure I.6. L’excès, qui est net malgré des incertitudes assez grandes, est observé pour les binaires visuelles.

nombre de binaires visuelles semble similaire à celui de la SP, ce qui est déjà beaucoup.

En ce qui concerne les binaires spectroscopiques, les choses sont fortement compliquées en raison des propriétés des TT. Comme nous l’avons vu, celles-ci sont fortement variables et, qui plus est, possèdent des excès de luminosité dans leur spectre, ce qui rend plus difficile la mesure des raies d’absorption. Cependant, en étudiant des WTT, qui ne présentent pas ces signes d’activité, Mathieu (1994) estime que la proportion de binaires spectroscopiques est au moins aussi élevée dans la zone de formation du Taureau que sur la SP.

Même si ces différentes estimations sont entachées de fortes incertitudes en raison du faible nombre de compagnons détectés (quelques dizaines seulement), il semble raisonnable de penser que les binaires PSP sont au moins aussi nombreuses que celles de la SP. S’intéresser à ces systèmes ne signifie donc pas étudier des objets relativement rares mais, au contraire, ceux qui forment sans doute la majorité des TT.

I.3.2 Comment se forment les binaires?

Le scénario que nous avons décrit pour la formation stellaire aboutit nécessairement à la formation d’une étoile simple. Comment, dans ces conditions, la nature modifie-t-elle ce processus pour aboutir à la formation de deux étoiles en rotation l’une autour

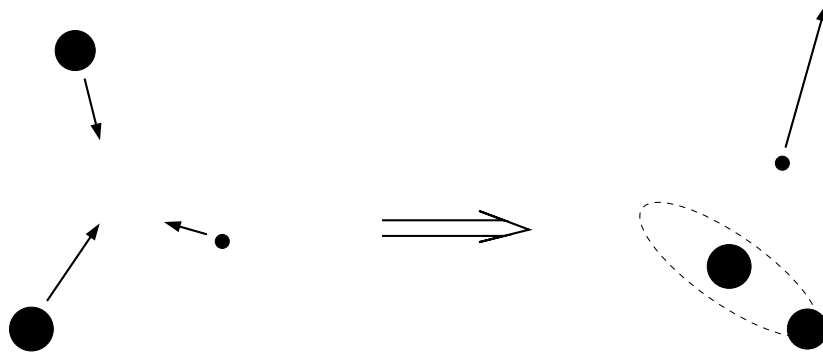


Figure I.14: Illustration de la formation d'une binaire par capture. Trois étoiles passent au même endroit en même temps, et deux d'entre elles se mettent en orbite l'une autour de l'autre, le troisième corps étant expulsé. Ce processus ne peut fonctionner que dans certaines configurations initiales très particulières.

de l'autre? Plusieurs modèles, que nous allons décrire, ont été proposés dans le passé.

Les premières idées

Parmi les premiers modèles qui ont été évoqués, deux grandes idées ont émergé: la capture et la fission d'un corps tournant très vite sur lui-même.

La capture est basée sur le mécanisme suivant, illustré dans la figure I.14: trois étoiles formées indépendamment se croisent de très près. Si la configuration est favorable, il peut y avoir association de deux des trois étoiles en un système binaire et éjection du troisième élément qui emporte le reste de l'énergie. Ce processus nécessite un grand nombre d'interactions proches pour fonctionner efficacement. En effet, elles ne conduisent pas toutes à la formation d'une binaire, loin de là. Or, dans les zones de formation comme le Taureau, la densité d'étoiles est faible, puisque les agrégats typiques comportent tout au plus quelques dizaines d'étoiles dans un rayon de 1 pc environ. Etant donné la très faible probabilité de rencontrer une étoile (que c'est petit une étoile quand on la regarde depuis une distance de 1 pc!), le nombre de binaires qui pourraient se former avec ce processus est complètement négligeable. Même en se plaçant dans un milieu extrêmement dense comme l'amas du Trapèze d'Orion et en prenant en compte le fait que les étoiles peuvent posséder des disques circumstellaires, ce qui augmente très fortement le nombre et l'efficacité des interactions, Clarke & Pringle (1991) ont montré que ce processus était totalement inefficace pour former un grand nombre de binaires.

Le modèle de fission est apparu en raison de la conservation du moment angulaire.

En effet, lorsqu'une sphère en rotation se contracte, elle voit sa vitesse de rotation augmenter, jusqu'au point où sa vitesse de rotation atteint la vitesse képlérienne. Au delà de cette vitesse, l'étoile est détruite par les forces centrifuges. Si les TT n'avaient pas de disque ni de jet, elles n'auraient aucun moyen de perdre leur moment angulaire, et verraient donc leur vitesse de rotation augmenter jusqu'à la destruction. L'instabilité correspondante pourrait, au moins qualitativement, aboutir à la fission de l'étoile en deux objets qui, une fois relaxés, formeraient une binaire. Ce procédé, initialement proposé par Jeans (1925), ne peut *a priori* fonctionner que pour les binaires les plus serrées. Malheureusement, les simulations de Durisen *et al.* (1986) ont montré que la fission d'une étoile tournant trop rapidement aboutit généralement à l'expulsion d'une partie de la matière, qui forme alors deux bras spiraux plutôt qu'à un système binaire.

Modèle actuel

Face aux difficultés majeures rencontrées par ces modèles, il fallut trouver une autre explication pour la formation des systèmes binaires. A l'heure actuelle, il est relativement bien accepté que les binaires se forment par le processus de fragmentation du nuage moléculaire. Ce modèle a été initialement développé par Hoyle (1953) dans le contexte de la formation des amas de galaxies, mais a été adapté à la formation de systèmes binaires depuis plus de vingt ans (Boss & Bodenheimer 1979). Durant la phase de contraction, ou juste avant celle-ci, le cœur moléculaire susceptible de former une étoile se découpe en plusieurs morceaux, chacun évoluant séparément pour former une étoile en suivant le processus que nous avons décrit précédemment. Lorsque celles-ci sont assez proches, on peut ainsi former un système gravitationnellement lié, c'est-à-dire une binaire. La figure I.15 schématise les étapes de ce processus.

Des simulations numériques de fragmentation de nuages moléculaires sont effectuées selon deux grandes catégories de codes: les codes "à grille", où toutes les propriétés physiques sont moyennées dans chacune des petites boîtes découpant l'espace physique (Bonnell *et al.* 1992, e.g.), et les codes "à particules", où un ensemble de particules sont suivies dans leur mouvement en intégrant leurs interactions mutuelles (Burkert *et al.* 1997, Boss 1998, e.g.). L'amélioration rapide des capacités informatiques a permis ces dernières années le développement de codes de plus en plus sophistiqués et il a été vérifié, dans certains cas, que les deux types de codes aboutissaient au même type de structures (di Sigalotti & Klapp 1997).

La fragmentation peut avoir plusieurs origines: la rotation d'un nuage allongé, l'amplification gravitationnelle de perturbations initiales dans la distribution de matière, une turbulence locale d'origine thermique ou magnétique... Il est très difficile actuellement de mesurer ces propriétés et, donc, de discriminer entre ces différentes possibilités.

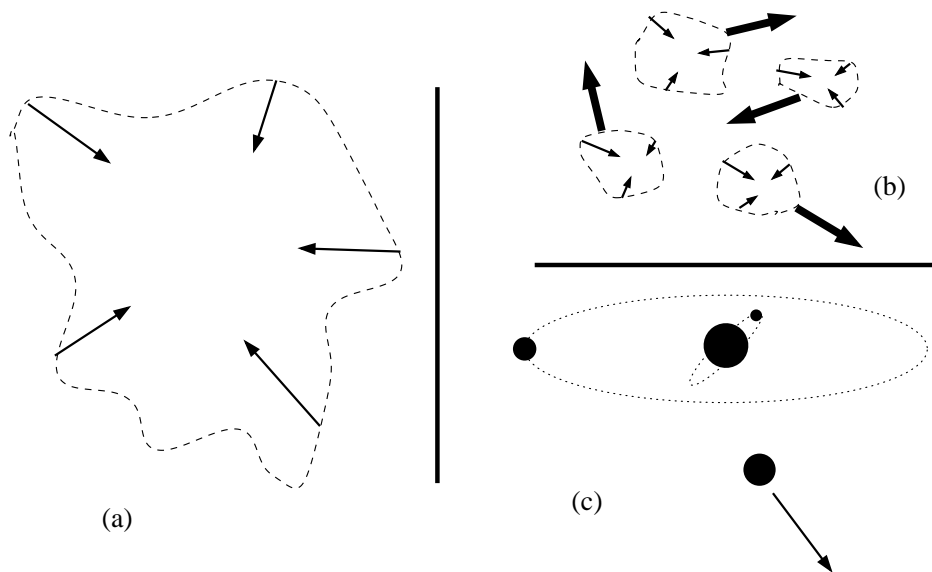


Figure I.15: La fragmentation d'un cœur moléculaire en trois étapes: le nuage amorce sa contraction dans son ensemble (a), puis il s'effrite en plusieurs sous-nuages, chacun continuant de se contracter (b). Il est également possible que la séparation des morceaux ait lieu juste avant le début de la contraction. Finalement, chaque partie donne naissance à une étoile, et si certaines sont suffisamment proches, elles forment un système binaire ou multiple (c).

Cependant, le processus de fragmentation peut fonctionner dans une gamme de conditions physiques telle qu'il ne fait guère de doute que ce phénomène est important dans le cadre de la formation stellaire.

Une variante de ce processus est la fragmentation d'un disque très massif et instable en raison de sa propre gravité. Ce procédé, présenté par Bonnell & Bate (1994a), est vérifié par des simulations numériques, mais il n'est pas tout à fait évident qu'il existe suffisamment de disques aussi massifs pour expliquer le nombre de binaires observées. Il pourrait cependant s'agir d'un complément au processus de fragmentation "classique".

Parmi les résultats des simulations qui suivent dans son ensemble le processus de fragmentation, il semble que des étoiles de toute masse puissent se retrouver dans un système binaire. De plus, toutes les séparations sont possibles, au moins pour les binaires larges. En effet, si la fragmentation a lieu très tôt dans le processus d'effondrement, les différents cœurs sont nécessairement assez éloignés. Dans cette phase, une sphère contenant une masse équivalente à une étoile possède un rayon très grand, qui se compte généralement en centaines d'unités astronomiques. A moins qu'un processus dissipatif n'intervienne ensuite pour rapprocher les deux étoiles, la binaire gardera cette grande séparation. Bonnell & Bate (1994b) ont cependant montré que

le processus de fragmentation pouvait également avoir lieu beaucoup plus tard dans l'effondrement, à un moment où le cœur a une taille très réduite. Une instabilité rotationnelle ou gravitationnelle dans le disque circumstellaire pourrait alors aboutir à la formation d'une binaire très serrée, jusqu'à quelques rayons stellaires.

Il semble donc possible de produire toutes sortes de binaires avec les modèles de fragmentation dont nous disposons actuellement. Une grande variété de séparations, de rapports de masse ou d'excentricités peut être créée, et on dispose de plusieurs raisons physiques pour invoquer ce phénomène. Cela ne prouve pas définitivement que ceci est effectivement le processus qui se déroule, mais nous voici en tout cas pourvu d'un modèle séduisant.

I.3.3 Impact d'un compagnon sur une TT

Si les binaires sont aussi nombreuses, on est naturellement amené à se poser la question suivante: comment l'environnement déjà complexe d'une étoile TT est-il modifié par la présence d'un compagnon? En tout premier lieu, que se passe-t-il pour le disque circumstellaire? Si une étoile compagnon se trouve à l'intérieur du rayon typique d'un disque, on peut en effet s'attendre à ce que la formation de celui-ci soit fortement perturbée, si ce n'est totalement inhibée.

Pour répondre correctement à cette question, il faudrait pouvoir suivre numériquement la formation d'un système binaire, depuis le tout début du processus de fragmentation jusqu'à ce qu'il n'y ait plus que deux étoiles totalement dépourvues de matière environnante. Cela demanderait beaucoup trop de temps de calcul et ne peut être mené à bien. En effet, les échelles caractéristiques spatiales et temporelles de l'évolution de ces systèmes varient sur plusieurs ordres de grandeur quand on passe d'un cœur moléculaire à une étoile, et il est très difficile de traiter ce problème numériquement. Bate (1998) a réussi à combiner les résultats de codes numériques de fragmentation avec ceux de simulations suivant l'évolution de binaires plus évoluées pour suivre quasiment de bout en bout la formation des binaires. Mais cela ne peut être entrepris que pour un nombre limité de configurations, et ne constitue pas encore une simulation complètement auto-cohérente.

Une autre approche, beaucoup plus *ad hoc*, consiste à partir d'une configuration stable pour une étoile isolée et à y ajouter un compagnon pour voir ce qu'il advient. Cette approche a été suivie par Artymowicz & Lubow (1994), qui ont montré numériquement que la présence du compagnon engendre des résonances gravitationnelles dans le disque, qui rendent certaines orbites totalement instables. Ce comportement avait été prédit théoriquement par Papaloizou & Pringle (1977). La figure I.16 schématise la binaire telle qu'elle peut subsister: deux (petits) disques circumstellaires et un an-

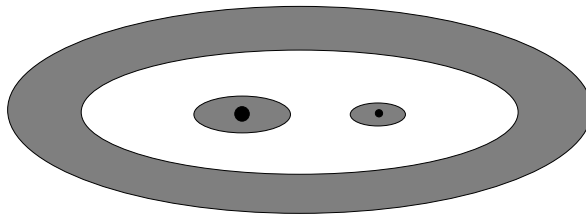


Figure I.16: Troncation d'un disque circumstellaire par un compagnon. Chaque étoile possède son propre disque circumstellaire, de taille réduite, et l'ensemble est entouré par un vaste anneau de matière en rotation. Cette figure est adaptée de Simon & Prato (1995).

neau circumbinaire (large). Entre ces deux types de structures, un vide relatif se crée, avec seulement quelques particules qui, dans certaines conditions, peuvent franchir le vide (Artymowicz & Lubow 1996). Les détails exacts de ces calculs dépendent bien évidemment du rapport de masse et de l'excentricité de la binaire, mais surtout de la séparation de celle-ci: si la binaire est initialement plus large que la taille typique des disques circumstellaires, il est probable que les deux disques soient simplement légèrement tronqués, et qu'aucun anneau circumbinaire ne soit formé, car il contiendrait trop peu de matière. A l'inverse, si on a affaire à une binaire spectroscopique très serrée, séparée de quelques dizaines de rayons stellaires, il ne restera peut-être plus de matière dans les disques circumstellaires, et c'est l'anneau circumbinaire qui comportera toute la masse.

Bien évidemment, cette approche n'est pas très réaliste, puisque l'ensemble de l'environnement est en fait perturbé dès le début de la fragmentation. Cependant, cela illustre à quel point un deuxième objet, même s'il est peu massif, peut perturber l'histoire d'une étoile. Si le disque est complètement bouleversé, on peut s'attendre à ce que toutes les propriétés des TT soient modifiées, puisqu'elles sont toutes, de près ou de loin, liées à l'existence de ce disque. Ainsi, les taux d'accrétion sont peut-être fortement diminués car le compagnon pourrait empêcher toute matière de franchir le vide ainsi créé dans le disque. A l'opposé, cette présence pourrait tendre à "comprimer" le disque du sur l'étoile et, donc, à augmenter le taux d'accrétion. Et encore, nous ne parlons pas ici des systèmes triples, qui sont beaucoup plus complexes en termes de dynamique, surtout si les orbites ne sont pas coplanaires!

En résumé, il semble très probable que l'environnement d'une étoile ne se comporte pas de la même manière selon qu'elle est isolée ou dans un système multiple. Une exception existe peut-être pour les binaires très larges, avec des séparations de 1000 UA ou plus, mais celles-ci sont rares.

I.4 Objectifs de cette étude

Comme nous l'avons vu, les modèles évoqués pour décrire les TT sont nombreux et, parfois, en désaccord entre eux. Même certaines idées largement admises semblent devoir être affinées, comme la fragmentation ou l'accrétion magnétosphérique. Durant cette thèse, j'ai travaillé sur deux grands axes de recherches, en me basant principalement sur des observations à haute résolution angulaire. Cela inclut les systèmes d'optique adaptative et le TSH, ainsi que l'Interféromètre du Plateau de Bure, géré par l'IRAM. J'ai également confronté ces observations aux résultats de simulations numériques.

Les deux grands points abordés dans les pages qui suivent sont:

- *le nombre de systèmes binaires dans les populations d'étoiles jeunes, principalement TT.* Nous tenterons de voir si la proportion de ces systèmes varie d'une zone à l'autre et, le cas échéant, quelles sont les raisons pour lesquelles elle varie et les paramètres extérieurs qui influencent le nombre de binaires. Nous estimerons également les distributions de rapports de masse et de périodes orbitales dans plusieurs échantillons. Enfin, nous mènerons en parallèle une étude des étoiles de faible masse et des étoiles massives, car les modes de formation de ces deux types de systèmes pourraient être différents.
- *l'influence d'un compagnon sur les disques d'accrétion des TT.* Précisément, nous commencerons par déterminer si les deux composantes d'un système binaire ont simultanément des disques d'accrétion. Dans les cas de ce genre, nous essaierons de déterminer laquelle des deux étoiles accrète le plus de matière. D'autre part, en imageant directement les disques à plusieurs longueurs d'onde, nous essaierons de modéliser leur structure afin de la comparer à celle de disques autour d'étoiles simples. Cette étape fera un usage important de simulations numériques pour décrire le processus de diffusion.

Voilà, le décor est planté: nous avons vu à quoi ressemble une TT, et quelle est l'importance des systèmes binaires. La présence des deux caractéristiques simultanément va probablement produire un environnement riche et complexe, dans lequel nous allons nous déplacer au fil des pages, des compagnons jusqu'aux disques d'accrétion.

Partie A

A la pêche aux binaires

Comme nous l'avons vu au chapitre I, les systèmes multiples sont très nombreux, aussi bien parmi les étoiles de la SP que parmi les objets encore dans le stade TT de leur évolution. Qualitativement, on sait déjà que les modèles de formation stellaire devront expliquer pourquoi les binaires sont aussi fréquentes.

Parmi les problèmes qui doivent encore être résolus, un des plus importants est sans doute la détermination de la proportion de binaires résultant directement du processus de formation. S'agit-il de 100 %, comme l'indique la zone de formation du Taureau, ou seulement de 60 %, la valeur observée sur la SP? Ghez *et al.* (1993) ont suggéré que la proportion de binaires est systématiquement de 100 % juste après la formation, mais que certaines d'entre elles sont ensuite détruites durant l'évolution des étoiles vers la SP. Si c'est le cas, il faut déterminer sur quelle échelle de temps s'effectue cette évolution, et quel est le processus qui en est responsable. D'un autre côté, si la formation des étoiles engendrent seulement 60 % de systèmes binaires, il faut comprendre ce qui fait de la zone du Taureau une exception.

L'objectif de cette partie est de compléter notre connaissance de ces systèmes binaires, afin de pouvoir séparer les effets évolutifs des effets intrinsèques liés à la formation stellaire. Pour cela, nous allons étudier un large éventail de populations stellaires, afin d'y comparer les propriétés des systèmes binaires. Nous nous intéresserons essentiellement aux populations d'étoiles n'ayant pas encore atteint la SP, de façon à échantillonner les premières étapes de l'évolution stellaire. L'essentiel du travail présenté ici concerne les étoiles de faible masse, mais des contraintes apportées par l'étude des étoiles massives seront également présentées.

Nous nous intéresserons tout d'abord à deux amas stellaires particuliers, IC 348 et NGC 6611, qui ont été choisis car ils sont extrêmement jeunes et car leurs propriétés sont très différentes (chapitre II). Cette étude détaillera toutes les étapes de l'analyse, depuis le choix de la méthode et des cibles jusqu'à l'analyse des propriétés des binaires. Nous verrons ensuite, dans le chapitre III, comment il est possible de combiner ces résultats avec ceux obtenus par d'autres équipes sur d'autres populations d'étoiles, et tenterons de comparer l'ensemble de ces résultats aux modèles actuels.

Chapitre II

Binarité dans deux amas très jeunes

Sommaire

II.1	Cadre de l'étude	37
II.2	Les deux amas en particulier	42
II.3	Observations et limites de détection	44
II.4	Binaires de faible masse dans IC 348	49
II.5	Etoiles O et B dans NGC 6611	57
II.6	Résumé	69

II.1 Cadre de l'étude

Le but de cette étude peut être résumé en une seule phrase: nous voulons déterminer le plus précisément possible le nombre de compagnons autour des étoiles jeunes. Derrière ce simple énoncé, cependant, se cachent certaines subtilités que je vais détailler ici.

II.1.1 Qu'appelle-t-on la “fraction de binaires”?

Globalement, l'idée consiste à dénombrer les étoiles simples et celles situées dans un système multiple. Cependant, il y a plusieurs façons de compter ou, plus précisément, plusieurs choses qui peuvent être comptées. Il existe en fait deux approches principales, sans compter les petites variations que je n'évoquerai pas¹. On peut par exemple compter le nombre total de compagnons et le diviser par le nombre de cibles étudiées. A l'opposé, on peut comptabiliser le nombre de systèmes multiples, c'est-à-dire le nombre de cibles ayant au moins un compagnon, et diviser ce nombre par la taille de

¹Reipurth & Zinnecker (1993) définissent encore deux autres quantités, dont une qui mesure plus spécifiquement le nombre de systèmes triples et quadruples par rapport aux binaires.

l'échantillon étudié. La différence entre les deux apparaît dans le cas d'un système triple, par exemple, puisque celui-ci intervient comme un seul système, mais représente deux compagnons. Il faut donc adopter une définition que nous conserverons tout le long de notre étude.

Dans toute cette étude, nous utiliserons la première définition, qui représente la proportion de compagnons pour une étoile. Cette quantité permet en effet de considérer les systèmes triples ou quadruples différemment des binaires puisque tous les compagnons sont pris en compte. Cependant, étant donné que les binaires sont beaucoup plus nombreuses que les autres systèmes, les deux fractions proposées sont en général peu différentes. C'est pour cette raison que nous appellerons indifféremment cette quantité "proportion de compagnons", "fraction de systèmes binaires" ou "fraction de binaires" (FB, pour simplifier), les nombres de compagnons et de systèmes multiples étant rigoureusement identiques si l'on n'a affaire qu'à des binaires.

Une autre question à aborder avant de commencer le comptage est la suivante: à quelles mesures allons-nous comparer nos résultats? Pour servir de référence, on peut considérer les étoiles de la SP, puisque celles-ci sont les contreparties âgées des étoiles que nous allons considérer: une éventuelle évolution dans le temps des propriétés des binaires sera immédiatement visible. De plus, un grand nombre de ces étoiles sont proches du Soleil, où elles peuvent être observées dans les meilleures conditions. Le travail le plus complet jusqu'à présent étant celui de DM91¹, c'est celui-ci qui nous servira de référence; une mise à jour de leur étude des binaires spectroscopiques a été récemment publiée par Halbwachs *et al.* (2000). Il y a une raison supplémentaire qui nous incite à utiliser leur travail: lorsque l'on considère des TT, les étoiles considérées ont des masses comprises entre $\sim 0.2 M_{\odot}$ et $\sim 1.5 M_{\odot}$. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, les propriétés des binaires M et G semblent peu différentes. On peut donc se baser sur les résultats de DM91 pour étudier les populations qui nous intéressent sans risque de biais systématique.

Il est important de rappeler que l'étude de DM91 était statistiquement corrigée pour tenir compte des binaires non détectées du fait des limites instrumentales. Leurs résultats sont donc complets pour tous les rapports de masse compris entre 0.1 et 1. Il nous faudra donc corriger nos résultats vis-à-vis de nos propres limitations de manière à avoir la même limite de complétude. Nous verrons par la suite que des incertitudes importantes sont parfois associées à cette correction, qui est incontestablement le point crucial des études de binarité.

¹Notons que ces auteurs ont utilisé la même définition que celle décrite ci-dessus pour la FB, ce qui rend plus simple la comparaison avec leurs résultats.

II.1.2 Comment sélectionner les échantillons?

La principale limitation de ce type d'études est d'origine statistique. En effet, pour estimer l'incertitude associée à la FB, on utilise généralement la statistique de Poisson sur le nombre de binaires effectivement détectées: si l'on observe N binaires, l'incertitude relative associée est de $1/\sqrt{N}$. Pour obtenir une bonne précision, il faut donc détecter un grand nombre de binaires et, pour cela, observer un échantillon aussi grand que possible. Toutefois, de sérieux problèmes apparaissent pour assurer l'homogénéité de cet échantillon, sans parler de l'extrême longueur des observations. Pour améliorer les niveaux de confiance statistique, on peut essayer d'augmenter le nombre de binaires détectées en choisissant un processus observationnel adéquat, plutôt qu'en élargissant l'échantillon étudié. Cette problématique sera traitée dans la section II.1.3.

En ce qui concerne l'échantillon à observer, il est important de bien choisir les cibles. Il est par exemple impensable de prendre toutes les étoiles jeunes du ciel et les rassembler en un seul échantillon! Tout d'abord, il faut que les étoiles aient toutes à peu près le même âge pour que leur statut évolutif soit le même. Ensuite, il est nécessaire que ces étoiles se soient formées dans des conditions similaires, si ce n'est identiques, puisque l'on suspecte que l'environnement a une grande influence sur le processus de formation stellaire. Il est également préférable que toutes les étoiles d'un échantillon donné soient à la même distance de la Terre. En effet, les limites de détection des compagnons, qui sont imposées par la méthode observationnelle, sont alors les mêmes pour tous les objets, ce qui facilite leur analyse et, finalement, leur correction. Enfin, les propriétés des binaires sont susceptibles de dépendre de la masse des étoiles considérées. Il faut donc éviter de combiner des résultats concernant des étoiles semblables au Soleil avec des étoiles beaucoup plus massives comme les "Sept Sœurs" des Pléiades ou les quatre étoiles formant le Trapèze d'Orion.

Comment, dans ces conditions, choisir un échantillon suffisamment grand mais tout de même homogène? Il y a deux réponses possibles. Celle que nous allons choisir dans ce chapitre consiste à observer des amas d'étoiles où, par la force des choses, toutes les étoiles sont nées à peu près en même temps et dans les mêmes conditions. On connaît des amas à tous les stades de l'évolution stellaire. On se limitera ici aux amas extrêmement jeunes, comme celui du Trapèze, dans la zone de formation d'Orion, et ceux, âgés de quelques dizaines ou centaines de millions d'années, comme les Pléiades ou les Hyades. Ces amas contiennent des centaines ou des milliers d'étoiles, et on peut facilement y définir un échantillon d'une centaine d'étoiles ayant des masses comparables. Plusieurs amas de ce genre ont déjà été étudiés par ailleurs, et nous discuterons ces résultats dans le prochain chapitre. Pour le moment, nous nous limiterons donc aux amas les plus jeunes, âgés de quelques millions d'années tout au plus.

Cependant, toutes les étoiles ne se forment pas en amas: il existe aussi de grandes “associations” d’étoiles très jeunes qui contiennent jusqu’à deux cent étoiles pour les plus grandes et qui sont des centaines de fois moins denses que les amas. C’est le cas de la zone de formation du Taureau, par exemple, où la plupart des étoiles ont moins de deux ou trois millions d’années. Ces associations ont déjà été longuement étudiées par plusieurs groupes, aussi nous n’avons pas entrepris de les ré-observer. Dans le prochain chapitre, je reviendrai également sur les travaux précédents concernant ces zones.

II.1.3 L’imagerie à haute résolution angulaire

Nous avons vu la différence entre binaires visuelles et spectroscopiques dans le chapitre I. D’après la description que nous avons faite de ces systèmes, il semble évident que la meilleure méthode pour chercher des binaires consiste à effectuer des études spectroscopiques puisqu’on est alors sûr de voir deux étoiles physiquement associées. Pourtant, nous avons fait le choix opposé puisque nous avons entrepris une recherche de binaires visuelles. Il y a plusieurs raisons à ce choix, que je vais développer ici.

Limitations des recherches spectroscopiques

Tout d’abord, les études spectroscopiques demandent beaucoup de temps: les binaires SB2 se détectent en général en une seule observation, mais elles ne sont pas les plus nombreuses. Or, pour mesurer avec confiance le mouvement d’une binaire SB1, il faut la voir effectuer une orbite complète autour de son centre de masse. Si la période orbitale de la binaire est de cent ans, c’est un peu long! Même pour les binaires avec des périodes plus courtes, disons cent jours (environ trois mois), on préfère voir deux ou trois périodes avant de confirmer la présence de la binaire. Donc, puisque la plupart des étoiles ne sont pas observables toute l’année, il peut facilement s’écouler un an entre la première observation et la confirmation de la binarité. Seules les binaires les plus courtes, avec des périodes inférieures à un mois peuvent être rapidement décelées. Or, il n’y a pas beaucoup de binaires de ce type¹, et il est donc très difficile, voire impossible, d’obtenir une bonne précision statistique sur leur nombre.

Cette méthode de recherche spectroscopique possède un autre handicap fondamental, qui la limite aux étoiles “pas trop faibles” et “pas trop éloignées”. En effet, il est nécessaire d’obtenir des spectres à haute résolution spectrale ($R = 42000$ pour l’instrument Elodie à l’observatoire de Haute Provence, par exemple). Or, cela signifie que de très faibles objets ne sont pas observables avec cette méthode, puisqu’il faudrait plusieurs heures d’intégration pour chacun d’entre eux. A l’heure actuelle, les

¹Elles représentent moins de 10 % de toutes les binaires détectées par DM91.

recherches systématiques de binaires spectroscopiques dans les amas se sont limitées à ceux situés à moins de 200 pc du Soleil. Même dans ceux-ci, les étoiles sensiblement moins massives que le Soleil n'y sont que rarement observées.

Enfin, une dernière complication apparaît lorsque l'on veut effectuer une recherche de binaires spectroscopiques dans un échantillon d'étoiles très jeunes. Nous avons vu que le spectre de ces étoiles présente souvent des signes assez forts d'activité, comme des raies en émission et un continu qui se superpose au flux photosphérique modifiant sensiblement les raies d'absorption du spectre et les faisant même disparaître dans les cas extrêmes. Or, sans raie d'absorption, pas de binaire spectroscopique! Les études d'étoiles jeunes sont donc nécessairement limitées aux étoiles à faible niveau d'activité, les étoiles WTT. Ce sous-échantillon est peut-être représentatif de l'ensemble de la population¹, mais il est déjà sensiblement plus petit en taille. Cela limite à nouveau le niveau de confiance de la statistique associée.

Avantages des recherches en imagerie directe

A l'inverse, les études systématiques de binaires visuelles sont bien plus rapides, puisqu'il suffit de prendre une image d'une étoile pour voir si elle a ou non un compagnon. Les systèmes d'optique adaptative, récemment développés au Chili ou à Hawaï, ainsi que les techniques d'interférométrie des tavelures, ont permis un gain considérable en résolution, puisque les télescopes fournissent maintenant des images limitées par la diffraction – et non plus par la turbulence de l'atmosphère – dans le proche IR. En ordre de grandeur, on peut maintenant détecter des binaires ayant des séparations dix fois plus petites qu'il y a dix ans! En conséquence, le nombre de binaires détectables par cette méthode a énormément augmenté, et ce n'est donc pas seulement la commodité d'utilisation qui fait que la plupart des études actuelles se concentrent sur les binaires visuelles. Ceci est d'autant plus vrai que travailler dans le proche IR est un atout supplémentaire pour la détection de compagnons. En effet, étant moins massifs, ces objets sont également plus “rouges” que leur voisin plus massif, c'est-à-dire qu'ils émettent plus de rayonnement aux grandes longueurs d'onde. En conséquence, le rapport de flux est souvent beaucoup plus grand dans le visible que dans l'IR, et il est généralement préférable de faire des observations dans ce dernier domaine. Il est donc très heureux que ce soit à ces longueurs d'onde que les systèmes d'optique adaptative soient les plus performants, et que la qualité des détecteurs IR se soit fortement améliorée depuis quinze ans.

¹Ghez *et al.* (1993) ont cependant proposé que les FB des WTT et des CTT dans le Taureau et ρ Ophiuchus soient différentes, avec une valeur plus élevée pour les WTT. A l'opposé, Leinert *et al.* (1993) estiment des FB similaires pour les CTT et les WTT du Taureau.

En résumé, nous allons donc effectuer des observations systématiques d’amas d’étoiles jeunes, en utilisant un système d’optique d’adaptative et un détecteur IR performant, afin de comptabiliser le nombre d’étoiles possédant un compagnon.

Un point sur lequel il convient d’insister est que les recherches spectroscopiques et visuelles sont complémentaires plutôt que concurrentes: les binaires visuelles ont en général des séparations bien plus grandes que les binaires spectroscopiques¹. Pour étudier complètement la population de binaires d’un amas, il faut donc combiner les deux méthodes. L’étude présentée ici n’est donc qu’une partie de la réponse à nos questions, et les doutes que soulèvent cette remarque seront développés au prochain chapitre, quand nous chercherons une interprétation globale des résultats. Par abus de langage, nous parlerons de FB même si nous ne considérons pas *toutes* les périodes orbitales possibles, mais uniquement les binaires visuelles. Cette estimation de la FB sera donc restreinte à un certain intervalle de séparations.

II.2 Les deux amas en particulier

Le but de l’étude et la démarche observationnelle ont été présentés dans leur grande ligne. Avant de rentrer dans les détails des observations et de leur analyse, il reste à donner quelques informations sur les amas que nous avons choisi d’étudier. Les informations les plus importantes pour nous sont de trois sortes: la distance des amas, leur âge, et le type d’étoiles qu’ils contiennent.

Les travaux présentés dans ce chapitre sont en fait une partie seulement des résultats obtenus dans le cadre d’une collaboration active avec Theodore Simon de l’Université d’Hawaii et Jochen Eislöffel de l’observatoire de Tautenburg. Les amas détaillés dans ce chapitre sont ceux dont j’ai personnellement mené l’étude.

II.2.1 IC 348: les étoiles de faible masse

IC 348 est un amas situé dans le complexe moléculaire de Persée. La distance qui nous sépare de cet amas est encore incertaine: certains proposent une distance d’environ 260 pc (Scholz *et al.* 1999), alors que d’autres évoquent une valeur de l’ordre de 320 pc (Borgman & Blaauw 1964). Herbig (1998) présente un résumé très complet de ce sujet controversé, où il apparaît que l’amas, bien que physiquement associé avec le nuage moléculaire, pourrait être situé légèrement en avant-plan de celui-ci. L’influence sur la FB de cette incertitude est paradoxalement très limitée, et nous nous contenterons

¹L’avènement des systèmes d’imagerie à haute résolution angulaire a permis la détection visuelle de quelques binaires spectroscopiques dans certains amas proches comme les Hyades (Patience *et al.* 1998).

d'adopter la valeur proposée par Scholz *et al.* (1999), basée sur les récentes mesures d'*HIPPARCOS*.

L'âge de l'amas, lui aussi, est mal connu: selon Lada & Lada (1995), le processus de formation n'a pas cessé depuis cinq à sept millions d'années, avec un taux de formation à peu près constant. D'autre part, les résultats de Luhman *et al.* (1998) indiquent qu'un important sursaut de formation a eu lieu il y a environ trois millions d'années, mais que certaines étoiles ont des âges atteignant dix millions d'années. L'étude très complète de Herbig (1998), qui combine les approches spectroscopique et photométrique, conclut également à une dispersion en âge très grande, avec une valeur médiane d'environ deux millions d'années. De plus, notons qu'une erreur sur la distance de l'amas engendrerait directement une erreur sur l'âge, les deux paramètres n'étant pas indépendants: s'il est plus proche que supposé, il est également plus âgé. Dans tous les cas, il s'agit d'un amas très jeune même s'il est sans doute légèrement plus âgé que l'amas du Trapèze ou l'association du Taureau, comme l'indique le nombre plus limité d'objets avec des signes d'activité forts (excès IR selon Lada & Lada 1995 ou émission $H\alpha$ selon Herbig 1998, par exemple).

Une particularité de cet amas, par rapport à celui du Trapèze, est de ne contenir que très peu d'étoiles massives. L'étoile la plus massive appartenant à l'amas, BD+31°643, a un type spectral B5V et donc une masse de 4 à 5 M_{\odot} . Les études de Herbig (1998) et Luhman *et al.* (1998) ont révélé un nombre très important d'étoiles de faible masse, $M \lesssim 1.5 M_{\odot}$ alors qu'il n'y a qu'une poignée d'objets plus massifs que cette limite. C'est cette large population de faible masse qui a formé notre échantillon principal, et nous la comparerons donc aux études concernant les étoiles de type solaire et moins massives de la SP (DM91, Fischer & Marcy 1992). La masse moyenne des étoiles de l'amas est de l'ordre de 0.5 M_{\odot} . La masse totale des étoiles membres connues est de l'ordre de 50 M_{\odot} , une valeur très faible par rapport à ce qui est estimé pour l'amas du Trapèze (plusieurs centaines de masses solaires, Hillenbrand & Carpenter 2000).

II.2.2 NGC 6611: les étoiles massives

NGC 6611 est un amas extrêmement différent de IC 348, qui ressemble beaucoup plus à l'amas du Trapèze. Il contient en effet un nombre très important d'étoiles massives: plusieurs dizaines d'étoiles de type spectral O ou B y sont connues (Hillenbrand *et al.* 1993, de Winter *et al.* 1997). Ce sont ces étoiles qui photo-ionisent les "trompes d'éléphant" de la Nébuleuse de l'Aigle, rendues célèbres par les images du TSH.

Le nombre d'étoiles de faible masse rassemblées dans cet amas est sans doute de plusieurs centaines, tout comme dans le Trapèze. Cependant, il est à peu près impossible d'étudier cette population, et ce, en raison de la grande distance entre cet amas

et nous. Une fois de plus, cette distance n'est pas connue avec une grande précision, puisque Hillenbrand *et al.* (1993) suggèrent 2 kpc, alors que Thé *et al.* (1990) aboutissent à une valeur de 2.6 kpc. Ce désaccord est probablement dominé par de possibles erreurs systématiques, notamment en ce qui concerne le choix de la loi d'extinction. Nous adopterons ici la valeur proposée par Hillenbrand *et al.* (1993).

La grande distance de l'amas rend les étoiles de faible masse très peu brillantes ce qui complique encore davantage leur détection. D'une part, les nombreuses étoiles massives ont tendance à éblouir l'observateur et à fortement limiter la zone du ciel dans laquelle des étoiles faibles peuvent être découvertes. De plus, en raison de la faible latitude galactique de l'amas (seulement $0^{\circ}.8$), le nombre d'objets se situant entre cet amas et la Terre est extrêmement important, et une image de $30''$ de côté peut révéler plusieurs centaines d'étoiles. Il est presque impossible, dans ces conditions, de distinguer les étoiles de faible masse de l'amas de celles qui sont situées en avant-plan. Aucun catalogue des étoiles de faible masse de l'amas n'existe à l'heure actuelle, et nous ne nous sommes donc intéressés qu'aux étoiles massives dans cet amas.

Un autre point important concernant cet amas est son âge. Le fait qu'il comporte de nombreuses étoiles massives indique qu'il est très jeune, puisqu'elles n'ont pas encore eu le temps d'évoluer. En fait, Hillenbrand *et al.* (1993) et de Winter *et al.* (1997) déduisent pour l'amas un âge moyen de deux millions d'années, avec un éventail d'âges assez large, les objets les plus évolués pouvant avoir jusqu'à six millions d'années. NGC 6611 et IC 348 ont donc un statut évolutif assez similaire.

II.3 Observations et limites de détection

Les deux amas, bien que très différents, ont été observés avec la même méthode, que nous allons maintenant décrire. Les différentes étapes de la réduction des données seront brièvement présentées avant d'établir les limites de nos observations. Pour tenir compte de ces limites, nous serons obligés d'appliquer des corrections, comme nous le verrons par la suite.

II.3.1 Méthode observationnelle

Dans les deux cas, les observations se sont déroulées au TCFH. J'ai pour cela utilisé le système d'optique adaptative PUEO, associée à sa caméra IR, KIR. Les détails techniques de ces deux instruments sont présentés par Rigaut *et al.* (1998) et Doyon *et al.* (1998), respectivement.

Avant d'arriver au télescope, nous avons effectué une sélection des étoiles à observer. Pour cela, deux critères ont été employés: les étoiles doivent être considérées comme

membres à part entière de l’amas, et elles doivent être assez brillantes. En ce qui concerne l’appartenance à l’amas, nous avons essentiellement suivi les conclusions de Herbig (1998) pour IC 348 et Thé *et al.* (1990) pour NGC 6611, mais leurs listes ont été complétées par d’autres objets. Pour ce qui est de la luminosité minimale des objets, la contrainte principale est fournie par le système d’optique adaptative: pour pouvoir l’utiliser et obtenir des images proches de la résolution théorique, il faut que étoiles aient une magnitude $R \lesssim 16^m.0$. Avec des conditions atmosphériques excellentes, comme nous en avons parfois eues, cette contrainte peut être quelque peu relâchée: pendant les observations de IC 348, nous avons ainsi pu obtenir des images ayant une résolution proche de la limite de diffraction en utilisant une étoile-guide de magnitude $V = 18^m.2$ et $R = 16^m.6$!

Toutes les étoiles répondant à ces deux critères ont été observées soit avec le filtre H (centré à $1.65 \mu\text{m}$), soit avec le filtre K ($2.2 \mu\text{m}$). Le choix du filtre est unique pour un amas donné, c’est-à-dire que toutes les étoiles d’un même amas ont d’abord été observées avec ce filtre, mais celui-ci dépend de l’amas. Les étoiles qui apparaissent multiples sont ensuite observées avec les deux autres filtres de la gamme JHK .

Le choix du filtre initial résulte d’un compromis entre la résolution atteinte dans les images d’une part, et le contraste entre l’étoile principale et son compagnon d’autre part. En effet, dans de bonnes conditions atmosphérique, les images sont limitées par la diffraction avec les deux filtres. Mais la limite de diffraction d’un télescope dépend de la longueur d’onde: elle varie comme λ/D où λ est la longueur d’onde et D la taille du télescope. Les images sont donc plus “fines” en H qu’en K . Cependant, les compagnons sont généralement des étoiles moins massives que les cibles et, de ce fait, elles sont comparativement plus brillantes aux grandes longueurs d’onde. Il peut donc être préférable d’observer en K plutôt qu’en H pour augmenter ses chances de détecter les compagnons de très faible masse.

Dans le cas de IC 348, puisque les cibles étaient déjà des étoiles de faible masse, nous avons utilisé le filtre H , pensant que les rapports de flux seraient modérés. À l’inverse, dans NGC 6611, nous avons choisi le filtre K puisque le rapport de flux entre une étoile O ou B et un compagnon de faible masse peut être très grand.

II.3.2 Extraction de la photométrie

La réduction des données comporte toutes les étapes usuelles pour des images obtenues dans l’IR: soustraction d’un fond de ciel, division par une carte de champ plat et moyennage de toutes les images obtenues avec le même filtre (chaque étoile est observée à plusieurs positions sur le détecteur).

L’étape suivante consiste à extraire des images le flux des étoiles en séparant les

contributions de chacune des composantes dans le cas des binaires. Le flux total est estimé à l'intérieur d'un cercle de grand rayon (typiquement 2–3"). Pour séparer les binaires, trois possibilités sont envisageables, suivant les conditions. La figure II.1 présente trois exemples de binaires illustrant ces conditions. Evidemment, le choix dépend de plusieurs paramètres: la séparation de la binaire, le rapport de flux et la qualité de la correction de l'optique adaptative. Il n'y a donc pas de règle absolue et, dans de nombreux cas, deux méthodes peuvent aboutir à des résultats de qualité comparable.

Tout d'abord, si la binaire est assez large (typiquement, au-delà de $\sim 0''.6$), il suffit de mesurer les flux dans des cercles indépendants suffisamment petits, et de corriger pour le flux situé loin dans les ailes. On parle de photométrie d'ouverture avec correction d'ouverture. L'incertitude sur le flux total est de l'ordre de $0^m.05$, soit environ 5 %; la majeure partie de cette incertitude provient de la calibration absolue.

Lorsque la binaire est plus serrée (c'est le cas de l'exemple **b** dans la figure II.1), même un petit cercle centré sur le secondaire comprend une part non négligeable de flux appartenant au primaire et réciproquement. La méthode précédente aboutit donc à des flux qui sont biaisés. Pour s'affranchir de ce problème, on utilise une méthode d'ajustement: on estime, sur une étoile observée juste avant ou juste après, la forme apparente d'une étoile simple. C'est ce qu'on appelle la fonction d'étalement de point (FEP). Ensuite, il suffit d'appliquer un processus itératif d'ajustement de deux FEP sur une image de la binaire pour retrouver avec précision les positions des deux étoiles et leurs flux respectifs. Un algorithme de ce type existe à l'intérieur du logiciel utilisé pour la réduction des données (IRAF), et c'est celui que nous avons utilisé. Il est possible de faire des tests pour s'assurer que les résultats obtenus par ce processus ne sont pas systématiquement biaisés. A part dans quelques cas particuliers où la FEP était difficile à estimer car fortement variable spatialement ou temporellement, l'incertitude associée avec cette méthode est d'environ $0^m.03$ sur le rapport de flux.

Dans les cas les plus délicats, par exemple quand la séparation de la binaire est de l'ordre de la résolution des images, l'ajustement de FEP est en général inutilisable car le programme ne parvient pas à réellement discerner les deux objets et est donc incapable de converger (voir l'exemple **c** dans la figure II.1). Dans ces cas, il est nécessaire d'utiliser un processus de déconvolution, qui est une forme très poussée d'ajustement de FEP, dont le principe est le suivant. Pour simplifier le raisonnement, nous supposons que les déformations dues à l'atmosphère sont entièrement corrigées par le système d'optique adaptative. Si l'on pouvait observer les étoiles avec un télescope infiniment grand, elles apparaîtraient ponctuelles. Le fait qu'elles ne le soient pas est intrinsèque au télescope. Or, quand on connaît le diamètre de celui-ci, on a une connaissance exacte de la forme qu'a une étoile vue à travers lui (c'est la FEP théorique). Dans

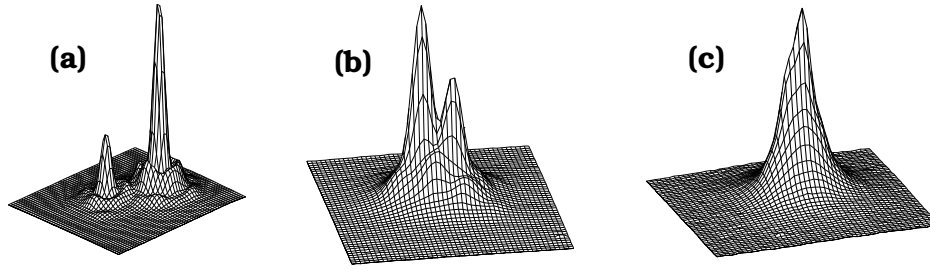


Figure II.1: Trois exemples de binaires détectées dans IC 348. (a): une binaire très clairement séparée ($0''.56$), pour laquelle les flux des deux étoiles peuvent être mesurés séparément. (b): on voit encore clairement les deux pics centraux (séparation: $0''.25$), mais le mélange des deux étoiles oblige à utiliser l’ajustement de FEP. (c): le compagnon est si proche de l’étoile ($0''.13$) qu’il n’apparaît que comme une “épaule” dans la FEP, la déconvolution étant dans ce cas absolument nécessaire pour séparer les deux composantes.

le principe, il est donc possible de retrouver la forme originelle de l’image, avant que le télescope ne modifie l’image, puisqu’on connaît l’influence exacte de ce dernier. Une déconvolution est un processus itératif utilisant généralement les transformées de Fourier qui tente de rassembler la lumière d’une étoile, étalée par le télescope, en un seul point. Ce processus itératif est beaucoup plus instable que l’ajustement de FEP en raison de difficultés numériques et d’une connaissance bien souvent limitée de la FEP. Les incertitudes associées à ces algorithmes sont telles que nous avons évité autant que possible de les utiliser, mais certains cas n’ont laissé aucun choix. Dans ces situations, deux algorithmes différents ont été utilisés pour essayer d’estimer leur fiabilité. Les algorithmes en question sont Richardson-Lucy, tel qu’il est installé dans IRAF, et IDAC, qui a été développé par Jefferies & Christou (1993). Les différences observées entre différentes configurations sont en général inférieures à $0''.05$.

En ce qui concerne l’astrométrie, c’est-à-dire la position des étoiles, la précision obtenue est de $0''.005$ dans la plupart des cas, et de $0''.01$ après déconvolution. Pour comparaison, dans nos images, la taille de pixels est de $0''.035$, ce qui indique que la position des étoiles peut être obtenue de façon très précise. Enfin, l’angle de position est mesuré à 0.2° près, sauf pour les binaires les plus serrées.

II.3.3 Limites de détection

Bien évidemment, il n’est pas possible de détecter n’importe quel compagnon: s’ils sont trop proches ou trop faibles en comparaison du primaire, ils restent introuvables, malgré la qualité des images. Pour essayer de déterminer la limite de détection dans nos images,

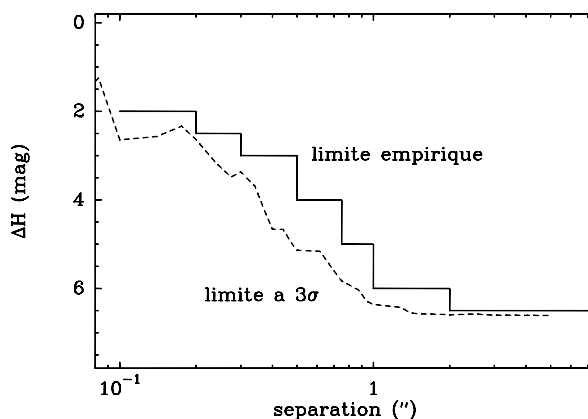


Figure II.2: Limites typique de détection d'un compagnon autour d'une étoile: rapport de flux extrême détectable (ΔH) en fonction de la séparation. L'histogramme est obtenu en ajoutant des étoiles artificielles autour d'une étoile simple; la courbe en tirets est une estimation du bruit dans l'image d'une étoile simple. Cette limite est celle déterminée en bande H pour les observations de IC 348.

deux approches sont envisageables. La première consiste à rajouter artificiellement des étoiles réparties au hasard, un peu partout dans l'image, et à déterminer lesquelles sont effectivement détectables. Cela représente ce que l'on peut appeler la limite empirique de détection.

A l'inverse, il est possible d'effectuer une coupe radiale à travers une FEP et de mesurer le bruit dans cette coupe. Il suffit alors de décider à partir de quel niveau par rapport au bruit on peut distinguer un compagnon. Souvent en astronomie, on fixe la limite à 3 fois le niveau de bruit (on parle d'une limite à 3σ). La figure II.2 illustre la différence entre ces deux limites: aux grandes séparations, où les ailes de la FEP du primaire sont noyées dans le bruit de fond (bruit de lecture du détecteur et bruit de fond de ciel), les deux estimations sont similaires. Par contre, plus près de l'étoile, la limite réelle de détection n'est pas à 3σ , mais plutôt à 5σ . Cela est dû au fait que, pour être sûr qu'une petite bosse est réellement une étoile, il faut que celle-ci soit détectée sur plusieurs pixels afin de ne pas être confondue avec un rayon cosmique ou un "pixel mort". Autrement dit, il faut qu'elle dépasse le seuil des 3σ sur un rayon de plus d'un pixel, ce qui n'est possible que si son pic atteint au moins 5 à 6σ . Par la suite, nous utiliserons la limite de détection empirique pour nos corrections. Notons enfin que, lorsque la qualité de la correction se dégrade sensiblement, la limite de détection est principalement affectée aux très faibles séparations.

II.4 Binaires de faible masse dans IC 348

L'étude de cet amas a fait l'objet d'une publication (Duchêne *et al.* 1998) qui rassemble certaines informations supplémentaires qui ne sont pas développées ici. C'est notamment le cas de la liste des sources visées et des binaires détectées est donnée dans.

II.4.1 Résultats bruts

Au total, nous avons observé 87 étoiles de l'échantillon présenté par Herbig (1998). Parmi ces étoiles, 66 sont identifiées comme appartenant à l'amas par Herbig, et dix autres le sont par Luhman *et al.* (1998). Au total, ce sont donc 76 cibles qui constituent notre échantillon. Etant donné la distance de l'amas, nous avons considéré que deux étoiles séparées de moins de 8" devaient être physiquement liées. Cela représente une séparation physique de 2000 à 2500 UA, selon la distance supposée de l'amas. Au-delà de cette valeur, la probabilité que le secondaire soit en fait une étoile d'arrière-plan (ou d'avant-plan) projeté sur le ciel devient en effet trop importante, ce qui sera confirmé *a posteriori*.

Parmi les membres de l'amas, les observations ont révélé 17 systèmes binaires dans un éventail de séparation allant de 0".13 à 6".7. Les rapports de flux dans la bande H varient entre 0.^m1 et 7.^m4. Cette dernière valeur est d'ailleurs supérieure à notre capacité de détection moyenne, et a été obtenue dans des conditions d'observation exceptionnellement bonnes.

Une première remarque peut être faite à partir de la figure II.3: on constate un "manque apparent" dans les rapports de flux observés aux grandes séparations. En effet, entre 1 et 8", on observe 7 binaires avec $\Delta H < 2.^m0$ et 3 autres avec $\Delta H > 5.^m0$. Entre ces deux limites, aucun objet n'a été détecté, alors que cela aurait pourtant été facile. Une interprétation possible est que les binaires du haut de la figure sont réelles, alors que celles du bas ne sont que des objets situés loin derrière l'amas et, en conséquence, ils apparaissent très faibles.

Afin de déterminer le statut des compagnons les plus faibles, plusieurs approches sont possibles. Tout d'abord, on peut utiliser la photométrie de ces objets dans plusieurs bandes pour voir si celle-ci est compatible avec celle des membres connus de l'amas. Cela n'est malheureusement possible que pour un des trois suspects, puisque nous n'avons pas détecté les deux autres durant les observations en raison de leur très faible luminosité. Les couleurs de cet objet suggèrent fortement qu'il s'agit d'un objet de l'arrière-plan, ce qui confirme que ces trois objets peuvent être considérés comme non liés physiquement. Pour renforcer cet argument, une estimation statistique de la contamination par les étoiles du fond peut être effectuée. En effet, Lada & Lada (1995)

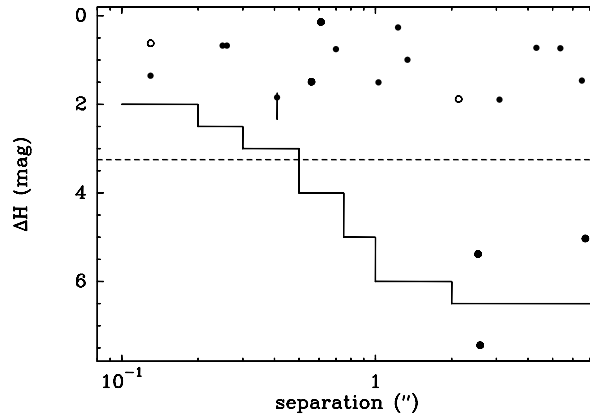


Figure II.3: L'ensemble des binaires découvertes dans IC 348, représentée par leur rapport de flux dans la bande H en fonction de leur séparation. L'histogramme est la limite de détection empirique présentée dans la figure II.2. Les cercles pleins sont les binaires détectées autour de membres de l'amas; en raison des incertitudes de déconvolution, le rapport de flux de l'une d'elles est mal contraint. Les deux cercles vides représentent des étoiles indépendantes de l'amas, qui ne seront pas considérées par la suite. La ligne en tirets représente un rapport de masse de $q = 0.1$ entre les 2 composantes (voir texte).

ont obtenu des images profondes dans le proche IR de l'amas ainsi que d'un champ de contrôle voisin. A partir de ce dernier, on peut mesurer la densité d'objets plus brillants que $H = 16^m 0$, qui s'avère être de $2.8 \cdot 10^{-4}$ étoile/ $''^2$. En observant 76 objets, on attend donc environ quatre fausses alertes, c'est-à-dire des objets du fond situés fortuitement à moins de $8''$ d'une cible. Ce nombre est en accord qualitatif avec nos trois sources suspectes et nous ne considérerons dorénavant plus ces binaires comme physiquement liées. Un argument supplémentaire pour ne pas considérer ces systèmes est fourni par les binaires à plus grandes séparations: dans l'intervalle $8\text{--}16''$, nos images montrent 6 compagnons possibles. Les résultats de la SP prédisent une seule binaire, et cette différence est probablement due à un nombre important de fausses binaires projetées puisqu'aux faibles séparations, la FB est en bon accord avec les résultats de DM91 comme nous le verrons plus loin.

Notons qu'il est également possible que deux étoiles de l'amas qui ne sont pas physiquement liées apparaissent proches en projection sur le ciel. En effet, toujours d'après Lada & Lada, la densité projetée de l'amas est de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{-4}$ étoile/ $''^2$. Cela signifie que trois ou quatre binaires que nous observons ne sont pas réelles. Nous n'avons actuellement pas les moyens de décider si c'est le cas où non, puisqu'il faudrait pour cela voir les deux étoiles décrire leur orbite (par les vitesses radiales ou les mou-

vements propres), mais une des paires que nous avons trouvée est un bon candidat. En effet, sa séparation est assez grande ($6''.53$), et deux autres membres de l'amas se trouvent à moins de $15''$. En l'absence des éléments nécessaires pour décider, nous considérerons toutes les binaires comme réelles par défaut, mais il faut garder cette réserve en mémoire.

II.4.2 Complétude des observations

Pour obtenir une estimation de la FB qui soit comparable avec les résultats de la SP, il faut déterminer si la limite de détection des observations nous a caché certains compagnons et, le cas échéant, combien.

Comme nous l'avons déjà vu dans la section II.1.1, l'étude de DM91 était complète pour des rapports de masse $q = M_B/M_A > 0.1$. Pour savoir à quel rapport de flux correspond cette limite, nous utilisons les tracés évolutifs de Baraffe *et al.* (1998). Avec le modèle correspondant à un âge de deux millions d'années, on peut obtenir une bonne approximation de la relation masse-luminosité sous la forme suivante: $M_H = -3.25 \log(M/M_\odot) + 2^m 19^1$. Un rapport de masse de $q = 0.1$ correspond donc à un rapport de flux $\Delta H = 3^m 25$; cette valeur est tracée dans la figure II.3. Comme on peut le voir, cette limite de détection est largement atteinte aux grandes séparations, et aucun compagnon ne nous échappe. En fait, il est même intéressant de noter qu'aucun compagnon *en-dessous* de cette limite n'a été détecté, alors que cela était tout à fait faisable. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin. Aux plus faibles séparations, par contre, la limite de détection de nos observations repasse au-dessus de la limite $q = 0.1$, et nous risquons donc de manquer quelques secondaires, dont il faut estimer le nombre.

Pour cela, nous faisons une hypothèse assez forte, qui est que la distribution des rapports de masse dans les binaires de IC 348 est la même que sur la SP, telle qu'elle est estimée par DM91. Pour chaque partie de l'histogramme, le plus grand rapport de flux détectable est converti en rapport de masse et, grâce à la distribution de rapport de masse, on peut alors déterminer la proportion de binaires qui se trouvent dans cet intervalle. Les résultats sont résumés dans le tableau II.1. Ainsi, dans l'intervalle $0''.1-0''.2$, 22 % des binaires réellement présentes sont restées introuvables. Autrement dit, 22 % des binaires de la SP ont un rapport de masse $0.1 < q < 0.24$. Quand on fait la

¹Cette relation est valide pour les objets stellaires, mais ne s'applique pas au régime des naines brunes, pour lesquels la luminosité décroît moins rapidement avec la masse. Nous ferons ici l'approximation que tous nos primaires ont une masse $M = 1 M_\odot$, et donc que l'on peut utiliser cette relation. Pour les étoiles moins massives, un rapport de masse $q = 0.1$ correspond à un rapport de flux $\Delta H < 3.25$, et notre estimation surestime donc la correction de complétude.

séparation [$''$]	0.1–0.2	0.2–0.3	0.3–0.5	0.5–0.75	0.75–1.0	1.0–2.0	2.0–8.0	0.1–8.0
période orbitale [$\log P(j)$]	4.8–5.3	5.3–5.6	5.6–5.9	5.9–6.1	6.1–6.3	6.3–6.8	6.8–7.7	4.8–7.7
ΔH_{lim}	$2^m 0$	$2^m 5$	$3^m 0$	$4^m 0$	$5^m 0$	$6^m 0$	$6^m 5$	
q_{min}	0.24	0.17	0.12	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	
proportion manquée	22%	9%	3%	–	–	–	–	4%
compagnons détectés	1	2	1	3	0	3	4	14
total après correction	1.3	2.2	1.0	3	0	3	4	14.5
<u>fraction de binaires</u>								
IC 348	$5.5 \pm 2.7\%$			$7.9 \pm 3.2\%$			$6.1 \pm 3.0\%$	$19.1 \pm 5.2\%$
étoiles de type solaire	$10.8 \pm 1.2\%$			$7.7 \pm 0.8\%$			5.5 ± 0.6	$23.9 \pm 2.7\%$

Table II.1: Correction de complétude pour IC 348. Pour chaque intervalle de séparation, la troisième ligne représente le plus grand rapport de flux détectable, et la quatrième le rapport de masse correspondant. La cinquième ligne indique la proportion de binaires attendue sous la limite de détection par rapport au nombre effectivement observé.

somme sur tous les intervalles, on se rend compte que nous n’avons manqué que très peu d’objets, moins d’un compagnon pour 12 détectés.

Cette forme de correction purement statistique a ses limites et, par exemple, estimer que l’on manque environ 0.3 binaire dans l’intervalle $0''.1-0''.2$ peut paraître arbitraire. Cependant, c’est une méthode qui semble raisonnable pour étudier le problème de la complétude, puisque celle-ci est nécessairement d’ordre statistique. Précisons enfin que l’incertitude associée à cette correction est surtout due au choix de la distribution de rapport de masse. La distribution choisie peut en effet ne pas être représentative de notre échantillon. Par exemple, l’étude de DM91 se concentre sur les étoiles de type solaire, alors que la plupart de nos sources sont moins massives. Il semble donc préférable d’utiliser les résultats de Fischer & Marcy (1992), qui ont étudié des étoiles de type spectral M. En fait, pour ces étoiles, la distribution de rapport de masse est plus plate que celle de DM91, c’est-à-dire avec proportionnellement moins de $q < 0.5^1$. Adopter cette distribution entraînerait une correction de complétude encore plus faible. Etant donné le faible impact de cette correction, nous adoptons la valeur calculée précédemment, qui semble être une estimation conservatrice.

On peut aussi imaginer que les distributions des binaires larges et des binaires serrées sont différentes. Dans ce cas, évidemment, la correction devrait changer avec la séparation. Le nombre de binaires détectées dans IC 348 est trop faible pour infirmer ou confirmer cette hypothèse et, une fois de plus, seuls les résultats de DM91 peuvent nous guider. Or, en étudiant à la fois les binaires spectroscopiques et visuelles, ils ont montré que la différence entre les distributions de rapport de masse de ces deux populations

¹C’est aussi le résultat récemment obtenu par Halbwachs *et al.* (2000) pour les binaires *spectroscopiques* de type G.

n'était pas significative. Une ré-examenation pour les binaires spectroscopiques par Mazeh *et al.* (1992) a montré que la distribution de rapport de masse pouvait en fait être légèrement différente, mais cela ne concerne que les binaires ayant des périodes orbitales plus courtes que 3000 jours. Nous écartons donc l'hypothèse d'une différence de distribution entre binaires larges et serrées à l'intérieur notre échantillon.

II.4.3 Fraction de binaires

Maintenant que la correction de complétude a été estimée, nous pouvons déterminer la FB. **Pour IC 348, dans l'intervalle de séparation $0''1-8''$, la proportion de binaires visuelles corrigée pour l'incomplétude est de $19 \pm 5\%$.** En termes de séparation physique, l'intervalle considéré s'étend de 33 à 2600 UA, si l'on tient compte d'un facteur statistique multiplicatif lié à l'effet de projection sur le ciel (discuté par Reipurth & Zinnecker 1993). Si l'on intègre la distribution de séparations déterminée par DM91 sur le même intervalle, on obtient $24 \pm 3\%$. C'est très légèrement plus que pour IC 348, mais la différence n'est pas significative à 1σ : les deux résultats sont tout à fait compatibles. Par ailleurs, si l'on préfère comparer la FB dans IC 348 à celle des étoiles M du champ, il suffit d'intégrer la distribution de Fischer & Marcy (1992). Dans ce cas, la fraction de binaire attendue est d'environ 18% ¹ et on a donc également un bon accord entre l'échantillon de IC 348 et les étoiles du champ de type M. Insistons au passage sur le fait que la différence entre les propriétés des échantillons de binaires de type spectral M et G sont limitées.

Le premier résultat de cette étude est donc que la FB dans IC 348 est tout à fait compatible avec celle de la SP, ce qui rapproche cet amas de celui du Trapèze beaucoup plus que de la zone de formation du Taureau. Nous verrons, dans le prochain chapitre les implications de ce résultat. En attendant, considérons quelques propriétés supplémentaires des binaires détectées dans IC 348.

II.4.4 Autres propriétés

Distribution de périodes orbitales

Bien que nous ayons trouvé une FB en accord avec la SP, rien ne prouve que la forme de la distribution de périodes orbitales des binaires soit la même: on peut imaginer, par exemple, qu'il y ait beaucoup plus de binaires serrées que sur la SP, mais moins de binaires très larges. Pour étudier cette possibilité, il faut tracer la distribution de séparations observée dans IC 348. La séparation angulaire de chaque binaire est

¹Il est assez délicat de déterminer l'incertitude sur cette valeur, mais elle est sans doute assez importante (voir la discussion présentée dans le chapitre I.1.3).

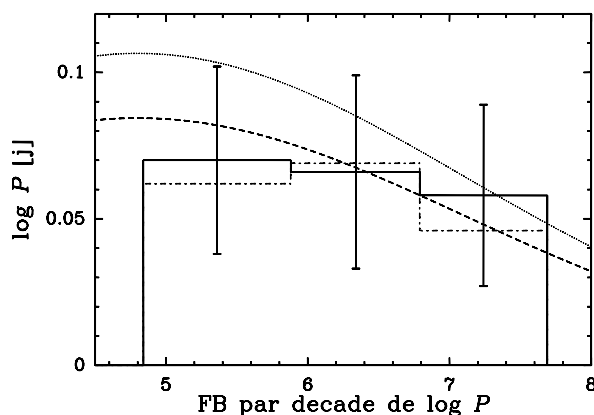


Figure II.4: Distribution des périodes orbitales des binaires détectées dans IC 348 (histogramme continu). Les 76 étoiles membres sont prises en compte dans le calcul. L’histogramme en tirets et points a été construit en ne tenant compte que des étoiles de type spectral K0 ou plus tardif. La courbe en points est la même distribution pour les étoiles de type G de la SP (DM91), tandis que celle en tirets est celle des naines M (Fischer & Marcy 1992).

convertie en séparation physique (en UA), puis déprojetée statistiquement. Enfin, en supposant que la masse typique d’un système est de $1 M_{\odot}$, on peut convertir la séparation en période; pour l’étoile la plus massive, toutefois, une masse de $5 M_{\odot}$ a été utilisée pour estimer la période orbitale. La figure II.4 présente la comparaison entre cette distribution et celles obtenues pour les étoiles de la SP.

L’histogramme obtenu pour IC 348 inclut la correction d’incomplétude, qui n’affecte que le premier sous-intervalle. La forme générale de la distribution est plate, en accord raisonnable avec les distributions de la SP, et on ne voit aucune indication d’une différence de distribution des périodes orbitales entre IC 348 et les étoiles du champ. A titre de test, on peut également construire le même histogramme en ne considérant que les étoiles de type spectral tardif (étoiles K ou M uniquement), afin d’avoir un échantillon bien homogène. Celui semble en bon accord avec la courbe obtenue par Fischer & Marcy (1992).

Distribution de rapports de masse

Une autre distribution doit être étudiée: celle des rapports de masse. En effet, pour calculer la correction de complétude, nous avons dû faire une hypothèse sur celle-ci, et il reste à vérifier si cette hypothèse est raisonnable. Pour chaque binaire membre de l’amas, nous pouvons convertir le rapport de flux en rapport de masse en utilisant la

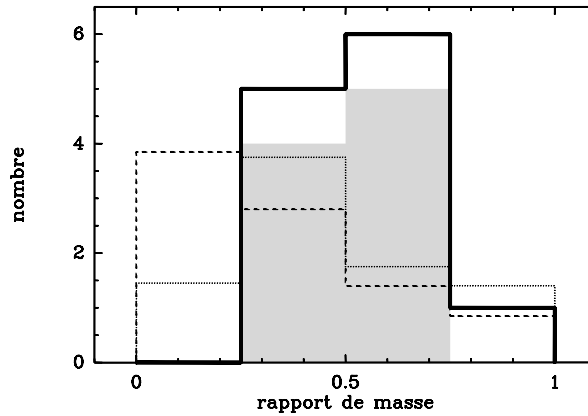


Figure II.5: Distribution des rapports de masse observés dans IC 348, comparée à la distribution obtenue à partir de simulations. L'histogramme gras représente les observations de *toutes* les étoiles de l'amas, alors que l'histogramme grisé ne concerne que les étoiles de masse $M < 1 M_{\odot}$ (type spectral plus tardif que G0). Les simulations, décrites dans le texte, supposent une absence totale de compagnon de type naine brune (ligne en points), ou leur existence jusqu'à $0.025 M_{\odot}$ (ligne en tirets). Dans les deux simulations, seuls les primaires avec $M < 1 M_{\odot}$ sont considérés.

relation masse-luminosité présentée dans la section II.4.2, et ainsi tracer l'histogramme correspondant, qui est montré dans la figure II.5.

Plusieurs enseignements peuvent être tirés de cette figure. Tout d'abord, la distribution des rapports de masse n'est pas piquée à $q \approx 1$, en accord avec la distribution de DM91. A l'inverse, les résultats de Reid & Gizis (1997a,b) concernant les étoiles de type spectral M des Hyades et du voisinage solaire montraient un pic de la distribution vers les binaires de masse égale. Pourtant, s'il y avait un biais de sélection dans notre échantillon, il donnerait plutôt un surplus de binaires avec $q \sim 1$ qu'un déficit de celles-ci. Deuxième point, nous n'avons trouvé aucune binaire avec $q < 0.25$. Un tel rapport de masse correspond à $\Delta H \approx 2^m 0$, et aucune binaire n'est sous ce niveau, avec une exception possible, pour laquelle l'incertitude est assez grande. Etant donnée la masse moyenne des étoiles considérées, une des interprétations possibles de ce résultat est qu'il n'y a aucun secondaire de très faible masse, de type naine brune. Cette idée est renforcée par le fait qu'aucun candidat naine brune n'est apparu dans nos observations, si l'on combine les masses estimées par Herbig (1998) et nos rapports de masse pour estimer les masses des secondaires.

Pour vérifier cette proposition, j'ai effectué des simulations, dans lesquelles les masses des compagnons sont choisies aléatoirement, en se restreignant aux primaires

ayant des masses $M < 1 M_{\odot}$. Nous faisons ici l'hypothèse que les masses des secondaires suivent assez bien la distribution de masse des étoiles simples, ce qui a été vérifié dans plusieurs échantillons différents. Nous adoptons la distribution de masse déterminée par Reid & Gizis (1997) pour les étoiles du voisinage solaire, en plaçant la limite inférieure soit à la limite des naines brunes, soit à la masse de l'objet le moins massif détecté par Luhman (1999) dans IC 348 ($0.025 M_{\odot}$). Il ressort de la figure II.5 que, si des naines brunes pouvaient être compagnons d'étoiles de faible masse, nous aurions dû détecter plusieurs binaires avec $q < 0.25$. Donc, soit nos observations sont biaisées par un effet jusque là insoupçonné, soit **il n'y a pas de compagnons naine brune dans IC 348**. Il est également possible que nous soyons le jouet des fluctuations statistiques. Récemment, Najita *et al.* (2000) ont utilisé des observations avec le TSH dans des filtres étroits du proche IR pour déterminer le type spectral des étoiles de faible masse de l'amas. Leurs résultats soulève la possibilité qu'une étoile de l'amas ait un compagnon naine brune, mais une confirmation spectroscopique reste nécessaire.

Notons enfin que la distribution obtenue avec les simulations sans naine brune est en assez bon accord avec les résultats de DM91, mais que nos observations indiquent une distribution quelque peu différente, les valeurs observées étant toutes voisines de $q \sim 0.5$. Il est possible que la distribution soit en réalité proche de celle observée par DM91, mais que la répartition des excès IR des CTT ne soit pas aléatoire, biaisant ainsi systématiquement les estimations de rapport de masse.

Binarité et émission X et $H\alpha$

Enfin, les propriétés d'émission des systèmes binaires peuvent être comparées à celles des étoiles simples. Ainsi, des observations menées avec le satellite *ROSAT* dans un cercle de 1° autour de l'amas ont révélé plus de 110 sources émettrices de rayons X (Preibisch *et al.* 1996). De même, l'étude spectroscopique de Herbig (1998) a permis d'identifier environ 110 étoiles dans l'amas montrant une raie $H\alpha$ en émission, révélatrice du phénomène d'accrétion. Le tableau II.2 montre que ces propriétés ne semblent pas reliées avec la binarité, puisque la proportion de détection dans les deux études est la même que l'on considère des étoiles simples ou binaires. Il semble donc que **la présence d'un compagnon distant n'ait pas d'influence majeure sur les émission X et $H\alpha$ des étoiles jeunes dans IC 348**.

propriétés d'émission		étoiles observées	systèmes binaires	proportion de binaires
<i>ROSAT</i>	détectées	30	6	20±8 %
	non détectées	36	6	17±7 %
H α	en émission	31	6	19±8 %
	non détecté ou inconnu	35	6	17±7 %

Table II.2: Propriétés en émission des étoiles de IC 348, en fonction de la binarité. Nous ne disposons pas des données nécessaires pour traiter la dizaine d'objets de Luhman & Rieke (1998). Une binaire est considérée comme émettrice si au moins une de ses composantes émet.

II.5 Etoiles O et B dans NGC 6611

II.5.1 Echantillon et premiers résultats

Pour constituer un premier échantillon d'étoiles à observer dans cet amas, nous avons utilisé les listes d'objets observés par Thé *et al.* (1990) et Hillenbrand *et al.* (1993). Pour le choix final des sources, nous avons pris en compte les probabilités d'appartenance à l'amas dérivées par Tucholke *et al.* (1986), la présence de composantes en émission dans les raies de l'hydrogène (Hillenbrand *et al.* 1993, de Winter *et al.* 1997) et la position élevée dans un diagramme HR (Walker 1961), indicative de jeunesse pour les étoiles de masse intermédiaire. Au total, une centaine d'étoiles (95 pour être précis) ont été observées, directement, ou en effectuant des petits déplacements du télescope à partir d'une étoile proche et brillante qui soit utilisable comme guide pour le système d'optique adaptative. Ajoutons également que quelques étoiles ont été observées simplement car elles se trouvaient dans le champ de vue utile pour observer une autre étoile, et que, parfois, les temps de pose utilisés n'ont pas été assez longs pour obtenir toute la profondeur nécessaire à notre étude¹.

Après nos observations, Belikov *et al.* (1999) ont publié un nouveau catalogue de membres de l'amas, en calculant les probabilités d'appartenance en se basant à la fois sur le mouvement propre et la situation spatiale des étoiles. Ainsi, tous les autres paramètres étant fixés, la probabilité qu'une étoile soit un membre de l'amas est plus forte si elle se trouve en plein centre de l'amas qu'en périphérie. D'après leurs résultats, nous avons observé 63 objets appartenant vraisemblablement à NGC 6611. Cet échantillon sera la base de notre étude et, sauf mention explicite, nous ne parlerons

¹C'est le cas quand l'addition du bruit de lecture du détecteur et du bruit de fond de ciel devient plus grande que le bruit de photons associé aux ailes de la FEP du primaire. Cela ne concerne que 4 objets dans notre échantillon, parmi lesquels une binaire a tout de même été détectée.

plus des autres objets dans ce qui suit.

Grâce aux études spectroscopiques de plusieurs groupes (Thé *et al.* 1990, Hillenbrand *et al.* 1993, de Winter *et al.* 1997), le type spectral de la plupart des étoiles chaudes de l’amas sont connues. Plus spécifiquement, 52 de nos cibles ont un type spectral connu, parmi lesquelles 49 étoiles de type O ou B. Cette dernière catégorie représente donc les trois quarts de notre échantillon d’étoiles membres. Le tableau II.3 rassemble l’ensemble des sources observées possédant un type spectral connu, ainsi qu’une estimation de leur masse. Pour les étoiles ayant déjà atteint la SP, la masse est directement interpolée à partir des modèles d’évolution de Schaller *et al.* (1992). Pour les étoiles plus froides que B5, mais plus chaudes que G0, les modèles évolutifs de Siess *et al.* (2000) indiquent que la masse est comprise entre 3 et $4 M_{\odot}$, sans qu’il soit possible d’être plus précis car la variation de la température effective avec la masse et l’âge de l’objet est trop rapide. Ces objets sont en fait en train d’achever leur phase PSP.

Parmi toutes les étoiles supposées membres d’après Belikov *et al.* (1999), 11 ont révélé un compagnon situé à moins de $1''$, soit une séparation projetée de 2000 UA. Les compagnons les plus faibles observés sont environ $4^m.0$ plus faibles que les primaires, mais cette valeur est surtout déterminée par notre propre limite de détection, comme l’illustre la figure II.6. En effet, on voit qu’une large fraction des compagnons détectés ne l’ont été que parce qu’ils étaient suffisamment loin de l’étoile centrale. Selon toute vraisemblance, de nombreux compagnons sont restés introuvables car plus proches des primaires. Le fait que les compagnons que nous avons détectés soient pour la plupart très lointains ne traduit donc que notre limite de détection, et pas la distribution intrinsèque des séparations. De plus, on peut penser que des compagnons avec $\Delta K > 5^m.0$ existent: il n’y a pas de “bande interdite” dans le diagramme et des compagnons sont présents jusqu’à la limite de détection, contrairement à ce que nous avons obtenu pour IC 348.

Pour obtenir les limites de détection, j’ai considéré ici les images avec la meilleure et la moins bonne qualité de correction, afin d’illustrer les variations possibles d’étoile à étoile. La plus grande différence se situe aux plus petites séparations: les images de très bonne qualité permettent de détecter un compagnon $1^m.5$ plus faible que le primaire à une séparation de $0''.1$, alors qu’il est impossible de détecter quoi que ce soit lorsque le cœur de la FEP n’est plus limité par la diffraction. Comme nous avons travaillé dans la bande K , cela n’est arrivé que très rarement. La courbe intermédiaire est celle qui correspond à une qualité d’image typique, obtenue pour la plupart des étoiles de notre échantillon. L’histogramme empirique présenté dans la section II.3.3 est très semblable à la meilleure limite présentée ici. Le fait que la limite typique de détection soit ici légèrement moins bonne provient du fait que dans le cas précédent,

étoile	T.S.	$\log T_{eff}$	$M [M_{\odot}]$	note	étoile	T.S.	$\log T_{eff}$	$M [M_{\odot}]$	note
W 25	B0.5	4.441	12		W 300	B1.5	4.373	8.8	
W 125 [†]	B1	4.405	10		W 301 [†]	B2	4.342	7.7	faible
W 150 [†]	B0.5	4.441	12		W 305 [†]	B1	4.405	10	
W 166	O8.5	4.540	20		W 306 [†]	B1.5	4.373	8.8	
W 175 [†]	O5.5	4.598	33.5	SB2, VB	W 307 [†]	B1.5	4.373	8.8	
W 188 [†]	B0	4.477	12.5	VB	W 311	B2.5	4.307	6.4	VB
W 197	O7	4.574	28	SB1	W 313 [†]	B4	4.230	5	
W 205	O5	4.605	38	VB	W 314 [†]	B0	4.477	12.5	SB2
W 207 [†]	B1	4.405	10		W 322	B8	4.076	3–4	
W 210 [†]	B1	4.405	10		W 323	B5	4.188	4.3	
W 221 [†]	B8	4.076	3–4		W 336 [†]	B3	4.272	5.8	
W 223 [†]	B1	4.405	10		W 343 [†]	B1	4.405	10	
W 227 [†]	B1.5	4.373	8.8	VB	W 351 [†]	B1	4.405	10	
W 231 [†]	B1	4.405	10		W 367 [†]	O9.5	4.500	13	
W 243 [†]	B8	4.076	3–4	VB	W 371 [†]	B0.5	4.441	12	
W 246 [†]	O7	4.574	28		W 374	F2	3.838	3–4	
W 254 [†]	B1	4.405	10		W 388 [†]	B6	4.146	3–4	
W 259 [†]	B0.5	4.441	12		W 400 [†]	B8	4.076	3–4	
W 262 [†]	B7	4.114	3–4		W 401	O8	4.551	23.5	
W 267 [†]	B2	4.342	7.7	VB	W 412	O9.5	4.500	13	SB1
W 273	A0	3.979	3–4		W 468	B1	4.405	10	
W 276 [†]	B5	4.188	4.3		W 469 [†]	B0.5	4.441	12	
W 280 [†]	O9.5	4.500	13		W 483 [†]	B4.5	4.209	4.5	
W 290	B2	4.342	7.7		W 489 [†]	B7	4.114	3–4	
W 296 [†]	B1.5	4.373	8.8		W 503	B0	4.477	12.5	
W 299	A3	3.941	3–4	VB	W 536	B1	4.405	10	

Table II.3: Ensemble des étoiles observées dans NGC 6611 possédant un type spectral connu. La nomenclature des étoiles suit la numérotation de Walker (1961). Les types spectraux (2^e et 7^e colonnes) proviennent de Thé *et al.* (1990), Hillenbrand *et al.* (1993) et de Winter *et al.* (1997). Les températures effectives sont déterminées grâce aux tables de Kenyon & Hartmann (1995) et Böhm-Vitense (1981). Les notes de la dernière colonne se réfèrent au type de binaires le cas échéant, et “faible” indique que le temps de pose sur W 301 n’a pas été assez long pour assurer une bonne limite de détection. Le symbole [†] indique les étoiles ayant une très forte probabilité d’appartenance à l’amas selon Belikov *et al.* (1999).

nous avons travaillé en bande H , pour laquelle la détection de compagnons vers 0".1 est facilitée par une limite de diffraction plus serrée.

II.5.2 Fraction de binaires

Estimation brute

Si l’on tient compte de toutes les étoiles supposées membres, la **FB brute dans NGC 6611 est donc de 17 ± 5 % sur l’intervalle de séparations projetées 200–2000 UA**. Si l’on se restreint aux étoiles O et B, cette fraction est inchangée, mais avec

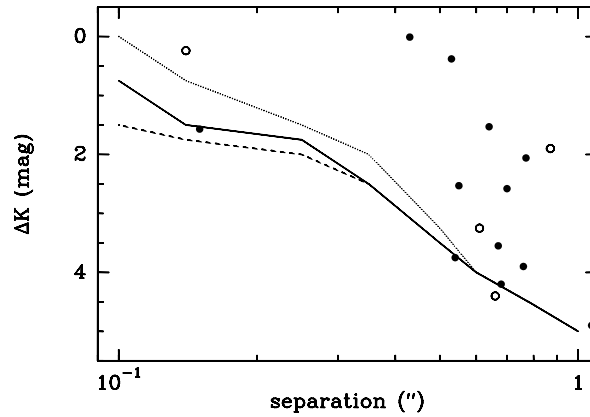


Figure II.6: Limite de détection pour les binaires de NGC6611: la courbe continue représente une estimation de la détection moyenne, alors que la courbe en tirets et celle en points représentent respectivement la meilleure et la moins bonne limite de détection dans nos images. Les cercles pleins sont les binaires observées autour des étoiles membres, les cercles vides les binaires non-membres. Comme l’illustre la figure, la limite de détection ne varie que faiblement avec la qualité de la correction de l’optique adaptative, sauf dans la partie centrale, qui se détériore fortement quand le cœur de la FEP n’est plus limité par la diffraction.

une incertitude légèrement plus grande: 8 binaires sur 49 objets, soit $16 \pm 6\%$. D’autre part, si l’on se limite aux objets à “très forte probabilité d’appartenance”¹, on obtient une fraction de binaires de $17 \pm 6\%$, à savoir 7 binaires parmi 41 candidats. Enfin, si l’on exclut les objets qui n’ont pas été observés avec un temps de pose suffisamment long, on obtient à nouveau $17 \pm 5\%$. On voit donc que tous les sous-échantillons convergent vers une même valeur quel que soit le critère de sélection, de l’ordre de 17% , que nous considérerons donc comme représentative de nos observations.

Réalité des compagnons

Comme nous l’avons vu dans la section II.2.2, les étoiles de faible masse de l’amas ne sont pas connues, du fait du grand nombre d’objets situés dans cette zone du ciel. En fait, la plupart des objets faibles situés dans cette région n’appartiennent pas à l’amas. En conséquence, il est possible que certains des “compagnons” que nous avons détectés ne soient en fait que des étoiles du champ, fortuitement projetées juste à côté d’un

¹Belikov *et al.* (1999) ont en effet estimé que les objets pour lesquels la probabilité était supérieure à 14% étaient sans doute des membres, mais que ceux ayant une probabilité au-delà de 61% étaient les meilleurs candidats.

membre de l'amas. Certaines de nos images, qui représentent une surface légèrement inférieure à $1''^2$, contiennent d'ailleurs plusieurs centaines d'étoiles, ce qui indique que le risque de confusion n'est certainement pas complètement négligeable. Afin de décider si les compagnons sont réellement des étoiles de l'amas, il faudrait obtenir leur spectre et vérifier que leur flux est bien en accord avec celui attendu s'il s'agit d'un objet situé à la distance de l'amas. En l'absence de cette information, il est tout de même possible d'utiliser d'autres arguments.

Tout d'abord, la position des étoiles dans un diagramme couleur-magnitude peut être un critère intéressant. La figure II.7 représente l'ensemble des données obtenues par Hillenbrand *et al.* (1993) pour les étoiles définies comme membres par Belikov *et al.* (1999), ainsi que pour les membres de nos systèmes binaires. Nous n'avons pas pu placer les composantes d'un des systèmes car nous ne disposons pour celui-ci que d'images avec un seul filtre. Rappelons que les membres probables sont tous des étoiles de masse intermédiaire, et il est donc naturel que nos compagnons soient en moyenne plus bas dans le diagramme, puisqu'ils sont sans doute moins massifs. Avec ce diagramme, il semble que la position des compagnons soit compatible avec celle des autres étoiles de l'amas. Une exception possible est le plus faible des compagnons, qui est beaucoup plus bas que toutes les autres étoiles, mais même celui-ci n'est pas incompatible avec les autres points car il peut s'agir d'un objet de très faible masse subissant une forte extinction. Notons par ailleurs que ce diagramme ne discrimine pas entre une étoile de faible masse de l'amas et un objet de masse intermédiaire situé en arrière plan, le surplus de luminosité pouvant être compensé par la plus grande distance.

Pour aller plus loin dans la décision, il faut utiliser des arguments statistiques. Pour chaque compagnon détecté, il faut répondre à la question suivante: étant donné le nombre assez important d'objets présents dans le champ de vue, quelle est la probabilité que ce "compagnon" ne soit que le résultat d'une distribution aléatoire des étoiles sur le ciel? Pour répondre à cette question, j'ai employé la méthode suivante: dans chaque image où une binaire a été détectée, on compte le nombre N d'objets au moins aussi brillants que le secondaire, en excluant le primaire. Connaissant la taille du champ de vue ($50''$), il est facile d'estimer la probabilité d'appariement aléatoire pour chaque binaire: $P_{projec} = N \times \frac{\pi \times 1''^2}{(50'')^2} \approx 1.26 \cdot 10^{-3} \times N$. Ces résultats sont rassemblés dans le tableau II.4, où l'on peut constater que le choix de notre limite supérieure pour la séparation des binaires permet de limiter fortement le risque de fausse détection. On attend en effet moins d'une paire projetée, un candidat possible étant à nouveau le compagnon de W 260, qui est extrêmement faible ($K = 16^m.6$). Si l'on exclut ce compagnon, on obtient une FB de $16 \pm 5\%$, peu différente des estimations précédentes.

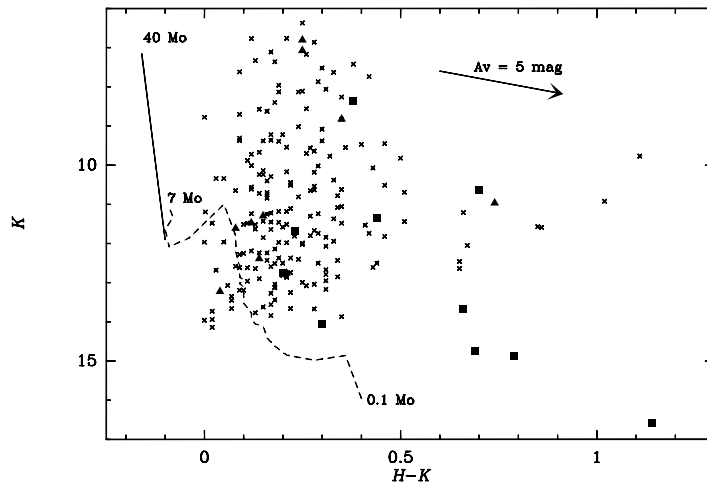


Figure II.7: Diagramme couleur-magnitude dans le proche IR des membres connus de l'amas (croix) dans lequel ont été placées les étoiles détectées dans des systèmes binaires; triangles et carrés pleins représentent respectivement les primaires et les secondaires. Un vecteur d'extinction suivant la loi de Rieke & Lebofsky (1985) est indiqué avec une valeur typique pour les étoiles massives de l'amas (Hillenbrand *et al.* 1993, e.g.). La courbe en tirets est l'isochrone à 2 millions d'années et à une distance de 2 kpc, d'après les modèles évolutifs de Siess *et al.* (2000). La prolongation en ligne continue est un ajustement linéaire des couleurs IR pour les étoiles aux plus fortes masses, adapté de Schaller *et al.* (1992).

Comparaison avec la SP

Avec cette estimation de la FB qui semble solide, il est maintenant possible de chercher à comparer ce résultat à d'autres populations. Malheureusement, il n'existe pas, pour les étoiles massives, d'étude complète d'objets sur la SP, équivalent aux travaux de DM91, comme nous l'avons vu dans le chapitre I. Par contre, il est possible de comparer nos résultats avec ceux obtenus sur la SP pour les étoiles de type solaire, même si la masse des étoiles est très différente. Dans le même intervalle de séparation physique, la FB des étoiles de type G est de $10.9 \pm 1.5\%$ d'après DM91, soit environ 1.5 fois faible que celle obtenue dans NGC 6611. Il faut cependant noter que la différence entre les deux fractions n'est que marginalement significative. De plus, comme la masse des systèmes est sensiblement différente, on ne sonde pas exactement les mêmes périodes orbitales. Sur le même intervalle de périodes, soit de $10^{5.7}$ à $10^{7.2}$ jours, la FB des naines G est de $12.9 \pm 1.8\%$, un peu plus proche de notre résultat. Quoi qu'il en soit, la FB observée dans l'intervalle de séparation 200–2000 UA dans NGC 6611 est au moins égale à celle des étoiles de type G. En réalité, elle est sans doute sensiblement plus élevée,

primaire	séparation	K_B	N	P_{projec}	primaire	séparation	K_B	N	P_{projec}
W 175	0''67	10 ^m 62	1	< 1 %	W 243	0''76	13 ^m 56	28	4 %
W 188	0''55	11 ^m 35	1	< 1 %	W 260	0''68	16 ^m 6	107	13 %
W 205	0''15	8 ^m 37	1	< 1 %	W 267	0''70	14 ^m 05	48	6 %
W 224	0''76	14 ^m 86	54	7 %	W 299	0''43	12 ^m 76	13	2 %
W 226	0''64	14 ^m 75	52	7 %	W 311	0''53	11 ^m 67	5	< 1 %
W 227	0''54	14 ^m 30	46	6 %					

Table II.4: Les 11 binaires observées parmi les membres de NGC 6611, avec les probabilités individuelles que l'appariement soit simplement le résultat d'une distribution aléatoire des étoiles sur le ciel. N est le nombre d'objet au moins aussi brillants que le secondaire dans la même image et P_{projec} est la probabilité d'appariement aléatoire. La probabilité moyenne de fausse projection est de 4 %, ce qui signifie statistiquement qu'au plus une des binaires observées n'est pas un système gravitationnellement lié.

si l'on tient compte du fait que de nombreux compagnons sont restés introuvables en raison du fort rapport de flux. Nous allons revenir un peu plus en détail sur ce point dans la section II.5.4 en essayant d'estimer une correction de complétude à partir de nos observations.

Nous évoquerons dans le prochain chapitre la comparaison avec d'autres échantillons d'étoiles jeunes, que ce soit dans un autre amas comme le Trapèze d'Orion ou dans des populations beaucoup plus dispersées, en même temps que nous le ferons pour les étoiles de faible masse.

II.5.3 Rapports de masse

Comme pour IC 348, il serait intéressant de pouvoir utiliser les mesures de flux dans le proche IR pour déterminer le rapport de masse des binaires et/ou la masse des secondaires. Cependant, la comparaison directe entre la photométrie individuelle des étoiles et leurs masses est relativement incertaine, en raison de l'extinction, de l'incertitude sur la distance de l'amas et de l'étalement en âge des étoiles.

Malgré ces problèmes potentiels, nous allons procéder selon la méthode suivante: tout d'abord, une relation théorique entre masse et flux dans l'IR est obtenue à partir des modèles évolutifs de Schaller *et al.* (1992) et de Siess *et al.* (2000), ces derniers étant utilisés pour les masses $M < 4 M_{\odot}$. Un exemple, dans la bande K , de cette relation est présentée dans la figure II.8. Pour chaque étoile dont le type spectral, et donc la masse, sont connus, cette courbe permet d'obtenir la magnitude *théorique*, qui est souvent différente de celle observée, parfois jusqu'à 1^m5 plus faible. Ensuite, en utilisant le rapport de flux mesuré dans le filtre considéré, on obtient le flux théorique

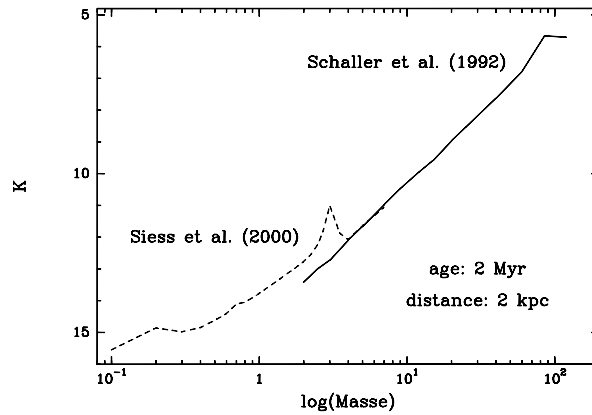


Figure II.8: Relation masse-luminosité à 2 millions d'années d'après les modèles évolutifs de Schaller *et al.* (1992) et Siess *et al.* (2000). Le décalage entre les deux courbes entre 2 et $4 M_{\odot}$ est dû au fait que les grilles de Schaller *et al.* pour les plus faibles masses commencent à un âge sensiblement plus élevé que 2 millions d'années, ainsi qu'à l'approximation grise que font ces mêmes auteurs. Aux faibles masses, il est donc préférable d'utiliser les résultats de Siess *et al.*, mieux adaptés à ces phases de l'évolution. Le pic à $3 M_{\odot}$ est relié à la transition entre PSP et SP. Des courbes similaires peuvent être tracées pour les bandes J et H .

du secondaire, et donc sa masse. Cette méthode suppose implicitement que l'extinction le long de la ligne de visée est la même pour le primaire et le secondaire, c'est-à-dire qu'aucune des étoiles ne possède d'enveloppe circumstellaire significativement massive. De plus, il ne faut pas qu'une des étoiles ait un excès IR important, faute de quoi le rapport de flux mesuré ne serait pas représentatif du rapport entre les photosphères. Cette méthode peut être appliquée indépendamment avec tous les filtres pour mieux contraindre les masses. Les masses des secondaires ainsi estimées sont rassemblées dans le tableau II.5. De façon intéressante, on constate que, dans les cas où l'on dispose d'au moins deux estimations indépendantes de la masse, celles-ci sont en assez bon accord, à l'exception d'un seul système. On peut également remarquer que de très faibles rapports de masse semblent avoir été détectés jusqu'à $q \sim 0.1$. N'oublions pas toutefois que ces estimations sont entachées de fortes incertitudes.

Dans le cas de W 243, la masse du primaire elle-même est mal connue puisqu'elle est inférieure à $4 M_{\odot}$, mais quelle que soit sa masse réelle, il n'y a pas de masse possible pour le compagnon qui soit en accord simultané avec la photométrie dans les trois filtres. Trois explications sont envisageables, sans qu'il soit pour le moment possible de décider laquelle est la bonne. Le secondaire pourrait être un objet de faible masse, de l'ordre de $0.15\text{--}0.2 M_{\odot}$ comme le suggère la photométrie en J , qui posséderait un

système	$M_A [M_\odot]$	$M_B^K [M_\odot]$	$M_B^H [M_\odot]$	$M_B^J [M_\odot]$	M_B/M_A
W 175	33.5	2–5.5	2.7–4.6		0.08–0.14
W 188	12.5	2.4	2.4	2.6	0.2
W 205	38	16.5	16.0		0.42
W 227	8.8	0.7			0.08
W 243	3	1.7	1.1	0.2	?
	4	0.8	0.6	0.15	?
W 267	7.7	1.3	1.3	1.0	0.15
W 299	3	3	3	3	1
	4	4	4	4	1
W 311	6.4	2–5	2.8–5	3–5	0.47–0.78

Table II.5: Estimation des rapports de masse pour toutes les binaires où le primaire a un type spectral connu. La masse du secondaire est estimée indépendamment dans toutes les bandes où le rapport de flux est mesuré, la dernière colonne présente le rapport de masse le plus probable. Lorsque le primaire a une masse non précisée entre 3 et $4 M_\odot$, les deux valeurs extrêmes ont été utilisées pour illustrer les différences maximales. Les compagnons de W 175 et W 311 peuvent aussi bien être des étoiles encore en phase PSP que des étoiles SP un peu plus massives, d'où les intervalles de masse proposés pour le secondaire.

fort excès dans les bandes H et K . À l'inverse, il pourrait s'agir d'une étoile de $0.5\text{--}1 M_\odot$ entourée d'une enveloppe circumstellaire générant une assez forte extinction différentielle, surtout sensible à courte longueur d'onde. Enfin, il peut tout simplement s'agir d'une étoile extrêmement rouge, donc de très faible masse, situé n'importe où entre la Terre et l'amas. Seule la spectroscopie pourrait permettre d'y voir plus clair.

Pour W 299, les deux étoiles ayant le même flux dans les trois bandes à moins de 3 %, nous avons supposé qu'elles avaient la même masse, même s'il est possible que nous ayons affaire à une étoile de $4 M_\odot$ sur la SP possédant un compagnon d'environ $2.5 M_\odot$ encore dans sa phase PSP. Comme dans le cas précédant, sans spectroscopie, il est impossible de tirer une conclusion définitive.

Avec ces estimations, il est possible d'estimer la distribution de rapports de masse. Evidemment, dans notre échantillon d'une cinquantaine d'étoiles OB, la statistique est très limitée, comme c'était le cas pour les binaires de faible masse dans IC 348. De plus, notre échantillon comprend un éventail très large de masse pour les primaires, ce qui rend délicate la combinaison brute de tous les résultats. La figure II.9 présente les rapports de masse mesurés en fonction de la masse du primaire. On constate que $q < 0.5$ dans la majorité des cas et que, de plus, les deux seuls cas au-delà de cette limite sont ceux associés aux primaires les moins massifs.

Une explication naturelle à cette tendance réside dans la forme de la fonction initiale de masse: celle-ci contient en effet beaucoup plus d'étoiles de faible masse que d'étoiles massives. En conséquence, si les masses des secondaires suivent à peu près

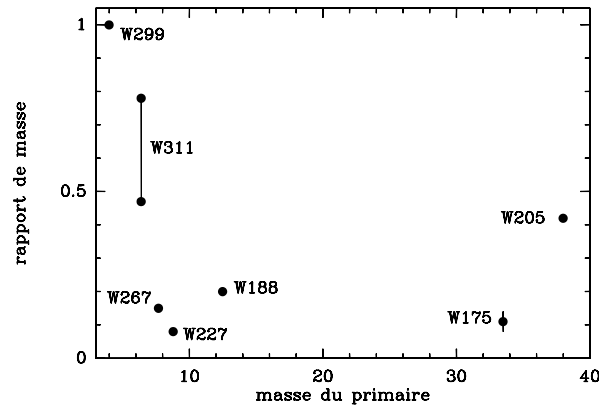


Figure II.9: Distribution des rapports de masse observés dans NGC 6611 en fonction de la masse du primaire. Les valeurs extrêmes possibles pour W 311 sont indiquées car elles diffèrent sensiblement. Pour W 175 et W 267, la valeur moyenne est présentée, les barres verticales représentant l’éventail possible selon le statut évolutif du compagnon.

cette distribution, il est très probable que le compagnon d’une étoile très massive soit beaucoup moins massif, alors que la différence entre les deux masses s’estompe quand on va vers de plus faibles masses. Toutefois, avant de tirer des conclusions à partir de nos données, il ne faut pas oublier que nous sommes sans doute fortement limités par les fluctuations statistiques et par les effets de sélections de notre méthode observationnelle.

II.5.4 Nombre “total” de binaires

Complétude de nos observations

Comme nous l’avons dit dans la section II.5.2, il existe sans doute d’autres compagnons aux étoiles que nous avons observées qui sont restés introuvables en raison du trop grand contraste entre les deux étoiles. Nous allons maintenant essayer d’estimer le nombre de ces compagnons indétectables.

Pour cela, nous supposons que la fonction de masse des secondaires est identique à celle de toutes les étoiles. Celle-ci n’est pas connue dans NGC 6611, mais cette distribution semble être à peu près la même dans toutes les populations où elle a pu être estimée (Meyer *et al.* 2000). Il s’agit de la fonction de masse initiale évoquée précédemment. Nous adoptons ici la forme proposée par Kroupa *et al.* (1993), à savoir trois régimes suivant la masse, chacun étant décrit par une loi de puissance de la forme $\frac{dN}{dM} \propto M^\alpha$. Nous choisissons ici $\alpha = 1.35$ pour les étoiles les moins massives

		$M_A [M_\odot]$				
		4	8	12	20	40
$\Delta K = 1^m0$	$M_B [M_\odot]$	1.7	2.5	7	12	22
	compl. $q = 0.1$	8.4 %	12.9 %	3.1 %	2.8 %	3.6 %
	compl. $0.075 M_\odot$	2.3 %	1.3 %	0.16 %	0.062 %	0.024 %
$\Delta K = 2^m0$	$M_B [M_\odot]$	0.8	2	2.5	7	15
	compl. $q = 0.1$	36.4 %	19.8 %	27.3 %	10.1 %	8.8 %
	compl. $0.075 M_\odot$	9.8 %	2.5 %	1.4 %	0.22 %	0.059 %
$\Delta K = 4^m0$	$M_B [M_\odot]$	0.2	0.45	0.9	1.8	2.5
	compl. $q = 0.1$	100 %	100 %	100 %	100 %	100 %
	compl. $0.075 M_\odot$	52.1 %	23.6 %	8.6 %	2.6 %	1.5 %
$\Delta K = 5^m0$	$M_B [M_\odot]$	< 0.075	< 0.075	0.4	0.9	2
	compl. $q = 0.1$	100 %	100 %	100 %	100 %	100 %
	compl. $0.075 M_\odot$	100 %	100 %	27.4 %	8.6 %	2.2 %

Table II.6: Estimation de la complétude de nos observations. Pour une masse du primaire et un rapport de flux donnés, sont indiquées la masse minimale pour la détection du secondaire, et la proportion des secondaires plus massifs que M_B , en tenant compte de toutes les étoiles jusqu'à $0.1M_A$ et $0.075 M_\odot$, respectivement.

($M < 0.5 M_\odot$). Pour une masse de primaire comprise entre 4 et $40 M_\odot$, et une limite de rapport de flux détectable variant de $\Delta K = 1^m0$ à $\Delta K = 5^m0$, il est possible d'estimer la plus petite masse de secondaire détectable en utilisant la figure II.8. Il suffit ensuite d'intégrer la fonction de masse décrite ci-dessus pour estimer la proportion de secondaires ayant une masse plus grande que la masse extrême en question, ce qui représentera la proportion de binaires détectables. J'ai effectué ces calculs en choisissant deux limites inférieures pour la masse des secondaires: soit la limite des naines brunes pour inclure tous les compagnons stellaires possibles, soit $0.1M_A$ pour garder la même limite en rapport de masse que celle de DM91. Les résultats sont présentés dans le tableau II.6. Ainsi, si nous avons observé uniquement des étoiles de $4 M_\odot$, avec un rapport de flux extrême de 2^m0 , nous aurions détecté environ un tiers de tous les compagnons ayant des rapports de masse $q > 0.1$, mais seulement 10 % de tous les compagnons si la fonction de masse de ceux-ci s'étend jusqu'à la limite des naines brunes. A l'inverse, avec une dynamique de 4^m0 , tous les compagnons jusqu'à $q = 0.1$ sont détectables, quelle que soit la masse du primaire.

Comme nous pouvions nous y attendre, nous n'avons pas détecté tous les compagnons possibles. Pour essayer de savoir combien de compagnons nous n'avons pas pu détecter, il faut moyenner les différentes probabilités du tableau II.6 en tenant compte des masses des objets que nous avons étudiés et des limitations de nos observations. Pour obtenir un simple ordre de grandeur de la complétude, nous utiliserons le type spectral médian dans notre échantillon, B1 soit une masse de $10 M_\odot$, et la limite de

détection à $0''.7$, qui est atteinte sur la moitié du cercle de rayon $1''$, soit $\Delta K = 4^m.3$. En prenant ces paramètres, on peut estimer que l'on a détecté environ 18 % de tous les compagnons jusqu'à la limite des naines brunes.

Avec cette estimation de la correction de complétude, on aboutit à une FB corrigée de l'ordre de 100 %. Il faut bien garder en tête que cette valeur est entachée d'une incertitude très élevée. Par exemple, supposer que la distribution de masse des compagnons est la même que celle des étoiles isolées, jusqu'à la limite des naines brunes, entraîne la prise en compte d'un très grand nombre de compagnons de très faible masse, ce qui est peut-être purement artificiel. Ce petit calcul semble toutefois indiquer qu'**une grande partie des étoiles OB de NGC 6611 ont un compagnon stellaire dans l'intervalle de séparations 200-2000 UA**. Même dans la zone de formation du Taureau, seulement environ 20 % des étoiles de faible masse ont un compagnon dans le même intervalle de périodes orbitales.

Binaires spectroscopiques

Nos observations ne sont sensibles qu'à une partie des binaires visuelles. Il serait bien sûr intéressant de compléter ce résultat par la connaissance des binaires visuelles plus serrées, ainsi que celle des binaires spectroscopiques. La première catégorie nécessite une résolution angulaire encore plus élevée, ce qui n'est réalisable actuellement qu'avec la technique d'occultation lunaire, inutilisable dans NGC 6611 du fait de sa position dans le ciel.

Par contre, une recherche de binaires spectroscopiques a été conduite par Bosch *et al.* (1999) sur les dix étoiles les plus chaudes de l'amas, qui font toutes partie de l'échantillon que nous avons observé. Parmi ces dix étoiles, quatre sont des binaires spectroscopiques, de type SB1 ou SB2. Etant donné la taille très limitée de l'échantillon considéré, il est impossible d'obtenir une estimation précise de la fraction de binaires spectroscopique, mais on peut déjà avancer que celle-ci est probablement plus élevée que celles des étoiles de type solaire de la SP. Pour mémoire, environ 22 % des étoiles G du champ ont un compagnon avec une période orbitale inférieure à 10^4 jours.

Une des quatre binaires spectroscopiques découvertes par Bosch *et al.* (1999) a également révélé un compagnon lointain; il s'agit de W 175. La paire serrée est probablement constituée de deux étoiles O, alors que la troisième composante semble être une étoile de type A ou F. Ce système hiérarchique est probablement stable étant données les masses et les séparations considérées, même s'il est difficile de conclure définitivement puisqu'aucune des deux périodes orbitales n'est connue avec précision. En effet, un critère empirique a été proposé par Eggleton & Kiseleva (1995); ces systèmes sont stables si le rapport des périodes orbitales est supérieur à 5–10, la valeur

exacte dépendant des masses des différentes étoiles en jeu.

II.6 Résumé

Dans ce chapitre, j’ai présenté les observations entreprises dans deux amas très jeunes, âgés d’environ deux millions d’années, pour y trouver des binaires visuelles. Toutes les observations ont été menées avec le système d’optique adaptative du TCFH, avec des filtres compris entre 1 et $2.5\,\mu\text{m}$. À partir d’échantillons de 50 à 80 objets, nous avons pu estimer la FB des populations considérées. De plus, les rapports de masse des binaires détectées ont pu être estimés à partir des rapports de flux dans le proche IR.

Dans IC 348, la FB des étoiles de masse $M \lesssim 1.5 M_{\odot}$ est similaire à celles des étoiles du voisinage solaire, de l’ordre de 20 % dans l’intervalle de séparation considéré. À l’inverse de la zone de formation du Taureau, aucun excès de binaires ne semble présent. Grâce à la grande sensibilité de nos observations, nous estimons avoir détecté la quasi-totalité des compagnons jusqu’à des rapports de masse aussi faibles que $q = 0.1$. La distribution des rapports de masse ne semble pas présenter de maximum vers $q \sim 1$, mais la présence d’excès IR dans ces étoiles TT peut avoir fortement contaminé nos mesures. Nous n’avons identifié aucun compagnon susceptible d’être une naine brune. Enfin, aucune corrélation ne semble apparaître entre la binarité et les propriétés d’émission de ces étoiles, qu’il s’agisse de rayons X ou de la raie $\text{H}\alpha$.

J’ai également étudié la population d’étoiles massives de NGC 6611. La FB détectées aux grandes séparations, environ 17 %, est au moins égale à celle des étoiles G de la SP. En réalité, si l’on essaie de tenir compte du fait que nous avons manqué de nombreux compagnons car ils étaient trop faibles et/ou trop proches de leur primaire, on peut estimer que les étoiles massives ont beaucoup plus de compagnons que les étoiles de type solaire, quel que soit l’âge de ces dernières. Les rapports de masse détectés sont compris entre 0.1 et 1, avec une légère tendance pour les étoiles moins massives à avoir des rapports de masse plus élevés. Enfin, comme le nombre de binaires spectroscopiques semble également élevé dans les étoiles massives de NGC 6611, il est probable que chaque étoile O ou B ait *au moins* un compagnon. Un système triple hiérarchique est déjà connu.

Le but final de cette étude de la FB dans plusieurs amas est de comprendre l’influence du milieu environnant sur le processus de formation des systèmes binaires. Pour cela, il faut comparer ces résultats avec ceux obtenus par d’autres groupes sur d’autres populations stellaires. Dans le prochain chapitre, nous allons d’abord rassembler toutes les données publiées jusqu’à présent et les ré-étudier de manière consistante

avant de chercher à tirer les conséquences des différentes observations.

Chapitre III

Binarité dans les autres populations jeunes

Sommaire

III.1 Description de la méthode	72
III.2 Populations d'étoiles de faible masse	76
III.3 Résultats généraux	89
III.4 Comment la fraction de binaires varie-t-elle?	93
III.5 Confrontation aux modèles	101
III.6 Résumé et perspectives	107

Pour utiliser les travaux passés, il faut combiner les résultats obtenus par différents groupes qui ont utilisé des techniques de recherche variées, ayant des capacités de détection très différentes de l'une à l'autre. Celle-ci est même parfois variable à l'intérieur d'un même échantillon. Il est pourtant essentiel de comparer ce qui est comparable, et ne pas simplement considérer les résultats bruts donnés par les différentes équipes. Des hypothèses de calcul ou des limites de détection différentes pourraient en effet conduire à des conclusions erronées, si l'on n'y prend pas garde. Le meilleur exemple de ce genre d'effet concerne la zone de formation de ρ Ophiuchus: Simon *et al.* (1995) ne détectent qu'environ 10 % de binaires de plus que sur la SP dans l'intervalle 3–1400 UA, alors que Ghez *et al.* (1997) détectent, dans l'intervalle 15–1800 UA, un excès d'un facteur 2 à 4! Ce genre de désaccord rend absolument nécessaire un traitement commun à tous les jeux de données, en repartant de la base, c'est-à-dire des échantillons observés.

Dans ce chapitre, je vais d'abord décrire la méthode employée, avec ses hypothèses et ses limitations, avant de présenter les modifications qui découlent de ce traitement pour chaque zone. Toute cette analyse a fait l'objet d'une publication (Duchêne 1998),

dans laquelle on peut trouver des renseignements supplémentaires. Avec toutes ces données en main, il sera possible d’obtenir une vue d’ensemble des populations de binaires et, espérons-le, de comprendre un peu mieux l’évolution des systèmes binaires.

Entendons-nous également sur une façon de décrire la FB détectée dans une zone: celle-ci sera considérée comme “normale” si elle est en accord avec celle attendue pour les étoiles de la SP dans le même intervalle de séparation. Dans le cas contraire, on parlera d’un excès de binaires, même si on n’estime pas réellement la FB sur l’ensemble de la distribution de périodes orbitales.

III.1 Description de la méthode

III.1.1 Modifications pour chaque échantillon

Comme dans le chapitre précédent, l’objectif est ici une détermination aussi précise que possible de la FB, définie de la même manière que précédemment. En réalité, toutes les précisions apportées au chapitre précédent sont encore valides, mais je vais en rappeler certaines et en rajouter quelques-unes. Celles-ci tombent souvent sous le coup du bon sens, mais n’ont pas toujours été appliquées par les différents groupes, ce qui complique fortement l’interprétation de leurs résultats bruts. Rappelons que nous ne considérerons ici que les binaires visuelles.

Tout d’abord, la présence d’étoiles de très faible masse dans l’échantillon ne semble pas problématique, ainsi que nous l’avons discuté dans le cas de IC 348. En effet, les propriétés des binaires M et G semblent similaires. A l’opposé, les binaires plus massives sont moins bien connues, même en ce qui concerne simplement leur proportion. Plusieurs études (Abt *et al.* 1990, Leinert *et al.* 1997, Pirzkal *et al.* 1997, Bouvier & Corporon 2000) ont attaqué ce problème, sans y apporter de réponse définitive. Afin d’éviter tout problème avec cette population méconnue, toutes les étoiles de type A ou F seront systématiquement éliminées de notre étude. Ainsi, nous n’aurons affaire qu’à des étoiles de type solaire ou de plus faible masse.

Pour pouvoir comparer nos résultats aux travaux de DM91, il faudra impérativement tenir compte du fait que leur étude est complète pour des rapports de masse dans la gamme $0.1 \leq q \leq 1$. Comme pour IC 348, il faudra donc estimer une correction de complétude. Selon les modèles évolutifs de Baraffe *et al.* (1998), un tel rapport de masse correspond à des rapports de flux $\Delta K = 3^m 2$, $\Delta I = 3^m 6$ et $\Delta V = 4^m 3$ pour des étoiles âgées de quelques millions d’années au plus¹. Ces limites sont atteintes par la plupart des techniques de détection, sauf aux séparations les plus faibles en raison

¹Comme pour IC 348, nous adoptons ces limites pour tous les primaires, même si certains ont une masse $M < 1 M_{\odot}$.

de la proximité aveuglante du primaire. Cette correction n'est pas toujours prise en compte par les auteurs ou bien elle est effectuée sous des formes différentes de celle que nous avons choisie au chapitre précédent. Il est cependant nécessaire d'appliquer une même correction à tous les échantillons afin de les comparer.

D'autre part, il faut prendre garde à ne pas comptabiliser les objets ayant des rapports de masse $q < 0.1$, puisque ceux-ci ne sont pas considérés par DM91. Nous choisirons donc d'éliminer toutes les paires présentant un rapport de flux $\Delta m > \Delta m_{lim}$. Une difficulté associée aux objets très jeunes est, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, qu'ils sont sujets à un phénomène actif d'accrétion qui est responsable d'un excès de luminosité qui peut être important. Estimer q à partir d'un rapport de flux peut aboutir à des valeurs sensiblement éloignées de la valeur réelle si une seule des deux étoiles est active. De plus, nous supposons implicitement que les deux composantes souffrent de la même extinction le long de la ligne de visée. Pourtant, un compagnon relativement massif peut apparaître sous la limite choisie s'il est profondément enfoui dans une enveloppe circumstellaire, par exemple. Cependant, en l'absence d'autre estimateur du rapport de masse, nous supposerons que les effets entraînés par ce biais peuvent aussi bien affecter les primaires que les secondaires, et qu'aucun effet systématique important ne sera introduit par cette hypothèse. Nous verrons, dans le chapitre IV, que l'extinction le long de la ligne de visée est généralement identique pour les deux composantes d'une binaire.

De plus, il est important de se restreindre, pour chaque étude, à un intervalle de séparations dans lequel la limite de détection est bien connue et la même pour tous les objets. Pratiquement, cela implique de ne pas prendre en compte les binaires extrêmement proches, détectées uniquement en raison de leur configuration favorable. Par exemple, de très bonnes images obtenues avec un système d'optique adaptative peuvent permettre la détection de binaires avec des séparations inférieures à la limite de diffraction du télescope utilisée. Mais puisque cette qualité d'image ne peut pas être assurée pour toutes les cibles, nous ne comptabiliserons pas ces compagnons.

Par ailleurs, nous utiliserons à nouveau des arguments statistiques pour convertir les séparations angulaires observées en période orbitale, en utilisant la distance de l'amas, la même correction de l'effet de projection que pour IC 348, et une masse moyenne des systèmes de $1 M_{\odot}$. Cette dernière valeur n'a qu'une influence très limitée sur les résultats, puisque la période orbitale varie comme $M^{-0.5}$; une erreur d'un facteur 2 sur la masse implique donc un décalage de seulement 0.15 en $\log P$, soit une différence sur la FB de moins de 0.5 %.

III.1.2 Combinaison et comparaison de plusieurs études

Les zones que nous allons considérer sont situées à des distances différentes du Soleil, entre 140 et 450 pc, et cela complique fortement notre analyse. En effet, il est illusoire de vouloir définir par avance un intervalle unique de séparations dans lequel comptabiliser les binaires et comparer les différentes zones. En effet, la taille de l'intervalle commun serait nécessairement très petite, ce qui signifie qu'il n'y aurait que très peu de binaires dans l'intervalle, d'où une statistique trop limitée pour tirer des conclusions.

Afin de conserver la capacité de détection des différentes techniques employées, nous allons calculer pour chaque échantillon le nombre de binaires attendues sur la SP en intégrant la distribution de DM91 dans le même intervalle de séparation. Nous pourrions ensuite calculer le rapport entre la FB observée et celle attendue, et ce sont ces rapports qui seront directement comparés entre eux. En effet, si la forme de la distribution de période orbitale est la même dans toutes les régions, les éventuels excès observés seront révélateurs, quel que soit l'intervalle de séparations étudié¹. Pour être tout à fait précis, nous adopterons la courbe analytique – gaussienne – que DM91 ont ajustée sur leur distribution observée. Les différences entre les deux distributions sont très limitées, ne dépassant pas 2 %.

Un autre problème à résoudre est celui de la combinaison de plusieurs études portant sur une même population, mais avec des échantillons seulement partiellement communs. Si toutes les études avaient exactement les mêmes limites de détection, il n'y aurait aucun problème, mais ce n'est évidemment pas le cas. Nous adoptons ici la méthode suivante:

- nous séparons les étoiles en sous-échantillons. La règle choisie est que toutes les étoiles d'un même échantillon ont été observées par le ou les même(s) groupe(s), donc dans le même intervalle de séparations. Une étoile appartient à un seul sous-échantillon, celui correspondant au plus grand intervalle possible pour elle.
- la correction de complétude et la FB sont calculées pour chaque sous-échantillon, puis la FB est divisée par celle de la SP dans le même intervalle.
- les différents sous-échantillons sont ensuite moyennés en utilisant la taille de chacun comme facteur de pondération.

Toutes les observations sont ainsi bien prises en compte, ainsi que leurs limitations, et le rapport final est bien une estimation raisonnable de la mesure de l'excès de binaires, et pas une simple limite inférieure.

¹Il est important de noter que seule la *forme* de la distribution importe, puisqu'une erreur systématique sur la fraction totale de binaires se répercuterait de la même façon dans toutes nos mesures, et n'influencerait pas la *comparaison* des résultats.

III.1.3 Incertitudes associées à la FB

Comme nous allons rapidement nous en rendre compte, la principale limitation à notre étude est d'ordre statistique: la différence entre les FB que nous allons déterminer pour les populations d'étoiles jeunes et pour la SP n'est pas aussi grande que nous pourrions le souhaiter. Il est donc essentiel d'estimer correctement les incertitudes associées aux grandeurs considérées, afin de ne pas faire apparaître de tendance qui ne soit pas réelle. Nous allons ici expliquer brièvement comment nous estimons nos incertitudes dans cette étude.

Populations jeunes

Pour chaque échantillon, la FB est déterminée en divisant le nombre observé de compagnons par la taille de l'échantillon, puis en multipliant le résultat par un facteur représentant la correction de complétude; c'est en tout cas la méthode générale. La correction d'incomplétude est sans doute le paramètre le plus délicat à estimer dans ce schéma, puisqu'elle repose sur des hypothèses difficiles à vérifier. Par défaut, nous ne tenterons pas d'estimer l'incertitude associée à cette correction. Il s'agit d'ailleurs vraisemblablement d'une erreur systématique et non d'une erreur aléatoire.

En ce qui concerne l'erreur statistique associée au faible nombre de compagnons détectés, la méthode la plus couramment employée consiste à utiliser la statistique de Poisson, ainsi que nous l'avons dit. Pourtant, cette méthode n'est pas tout à fait valide, puisqu'elle revient à faire l'hypothèse que le fait d'être un système binaire est un "événement rare". Or, dans la plupart des cas, nous mesurons des FB comprises entre 20 et 50 %, ce qui n'est certainement pas une proportion négligeable! En toute rigueur, il convient donc d'employer une statistique binomiale, pour laquelle l'écart-type est $\sqrt{N \times FB \times (1 - FB)}$, et non pas $\sqrt{N \times FB}$, si N est la taille de l'échantillon étudié. Comme la FB n'est pas négligeable devant 100 %, les deux estimations sont différentes, et utiliser la statistique de Poisson aboutit à une surestimation de l'incertitude.

Bien que les conditions de notre expérience nécessitent l'emploi de la statistique binomiale, nous adopterons la loi de Poisson. En effet, celle-ci représente une estimation conservative de l'incertitude, et on peut espérer que les incertitudes associées à la correction d'incomplétude soient ainsi grossièrement compensées par cette surestimation.

Etoiles de la SP

La forme adoptée pour la distribution de période orbitale ne laisse que très peu d'incertitude sur notre estimation de la FB. En fait, celle-ci est suffisamment bien définie pour que seule la normalisation de cette courbe, c'est-à-dire la FB *totale*, comporte une

incertitude. Pour estimer celle-ci, partons des nombres observés de systèmes binaires, triples et quadruples, et ne considérons la correction d'incomplétude que comme un facteur multiplicatif sans incertitude; pour commencer, nous adoptons la statistique binomiale. On aboutit, dans ce cas, à une FB totale pour DM91 de $61 \pm 5\%$. En appliquant la statistique de Poisson au lieu de la statistique binomiale, on obtient $61 \pm 7\%$, ce qui confirme que la loi de Poisson donne une estimation de l'incertitude plus élevée.

Comme pour les autres populations, nous adopterons cette dernière valeur. Il faut noter que la correction d'incomplétude fait passer la FB dans cet échantillon de 49 à 61 %. Pour chaque échantillon, la FB totale et son incertitude sont donc simplement multipliées par la proportion des compagnons comprise dans l'intervalle de périodes orbitales considérées.

III.2 Populations d'étoiles de faible masse

Dans cette section, nous allons discuter les résultats présentés dans la littérature, ainsi que les éventuelles modifications à apporter en suivant la démarche décrite auparavant. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau III.3, qui servira de base à la discussion présentée dans les sections suivantes. Nous étudierons la zone de formation du Taureau en grands détails pour bien illustrer notre méthode, puis passerons un peu plus vite sur les autres populations.

III.2.1 Les TT du complexe du Taureau

Présentation

Nous ne considérons ici que les étoiles identifiées comme TT uniquement par des mesures spectroscopiques. La grande population d'étoiles WTT découvertes par les observations en rayons X, notamment par le satellite *ROSAT*, seront traitées un peu plus loin.

Cette zone de formation a été la première étudiée pour la binarité, par Ghez *et al.* (1993), Leinert *et al.* (1993), Reipurth & Zinnecker (1993) et Simon *et al.* (1995), et tous ont conclu à un excès significatif de binaires. Suivant les auteurs, cet excès représente un facteur multiplicatif variant entre 1.6 (Simon *et al.* 1995) et 4 (Ghez *et al.* 1993). L'existence d'un excès de binaires visuelles ne fait donc de doute pour personne, mais sa détermination quantitative reste à préciser; c'est le but de cette section. Notons que l'excès proposé par Ghez *et al.* (1993), s'il s'avère correct, implique soit que toutes les étoiles sont dans des systèmes contenant plus de deux étoiles, soit que la distribution

Rapport de flux	Nombre de cibles	Compagnons détectés	Total après correction
$\Delta K \leq 2$	100	22	22
$2 \leq \Delta K \leq 2^m 5$	90	5	5.6
$2^m 5 \leq \Delta K \leq 3^m 2$	50	2	4

Table III.1: Illustration du principe de la correction de complétude décrite par Ghez *et al.* (1993) et utilisée ici. Dans notre exemple, l'échantillon total comprend 100 étoiles. La technique observationnelle employée permet la détection de compagnons avec $\Delta K \leq 2^m 0$ pour tous les objets, et ceux avec $\Delta K \leq 3^m 2$ pour la moitié des sources. La troisième colonne indique le nombre de compagnons détectés dans l'intervalle de rapport de flux considéré, alors que la quatrième colonne représente l'estimation du nombre de compagnons dans cette gamme pour la totalité de l'échantillon; ainsi $5.6 = 5 \times 100/90$. Au total, la correction statistique d'incomplétude ajoute 2.6 compagnons aux 29 réellement observés.

de périodes orbitales n'est pas la même dans le Taureau que sur la SP.

Corrections apportées

En rassemblant toutes les études disponibles, on peut créer un échantillon de 117 étoiles, avec un domaine de séparation s'étendant de $0''.02$ à $13''.0$. Les observations de Ghez *et al.* (1993), utilisant la technique d'interférométrie des tavelures, présentent une limite de détection suffisante pour la quasi-totalité des objets concernés, rendant inutile une correction de complétude. A l'inverse, les observations en occultation lunaire de Simon *et al.* (1995) sont plus fortement limitées et, là, une correction est nécessaire. Celle-ci est basée sur la méthode présentée par Ghez *et al.* (1993) et décrite dans le tableau III.1. Cette méthode permet de prendre en compte des limites de détection variant d'une source à l'autre, ce qui est en général utile pour des observations en occultation lunaire et en interférométrie des tavelures. En appliquant cette technique de correction aux données de Simon *et al.* (1995) sur le Taureau, on ajoute environ quatre compagnons au nombre observé.

D'autre part, les résultats de Leinert *et al.* (1993) rassemblent plusieurs types d'observations, parfois en provenance de travaux plus anciens. En conséquence, certains objets n'ont pas tous été observés avec la résolution voulue. En fait, les étoiles jusque-là considérées comme simples ont toutes été ré-observées dans les meilleures conditions, mais quelques binaires larges n'ont pas nécessairement été ré-étudiées. C'est le cas de cinq objets dans l'étude de Leinert *et al.* (1993) pour lesquels seuls les résultats de Moneti & Zinnecker (1991) sont disponibles. Or ces derniers ne disposaient pas d'instrument à haute résolution angulaire, et étaient limités par la turbulence de

primaire	séparation	A.P.	ΔJ	ΔH	ΔK
UX Tau B	0''138	303°9	0 ^m 29	0 ^m 28	0 ^m 27
J 4872 A	0''175	76°4	0 ^m 26	0 ^m 16	0 ^m 14
Haro 6-37 A	0''333	181°2	1 ^m 78	1 ^m 67	1 ^m 57
HBC 358 A	0''150	334°0	0 ^m 06	0 ^m 07	0 ^m 09
HBC 358 C	3''15	331°2	4 ^m 35	4 ^m 33	4 ^m 49

Table III.2: Nouveaux compagnons détectés dans la zone de formation du Taureau par des images obtenues avec le système d’optique adaptative du TCFH. Un cinquième compagnon est présenté, faisant de HBC 358 un système quadruple, mais il n’est pas pris en compte dans notre étude, du fait de son très petit rapport de flux. Il pourrait s’agir d’un objet du fond de ciel et non d’une TT. La troisième colonne représente l’angle de position de la binaire, compté positivement vers l’Est à partir du Nord.

l’atmosphère soit environ 1". En décembre 1997, nous avons ré-observées quatre de ces systèmes avec le système d’optique adaptative du TCFH, et ils ont tous révélé un compagnon supplémentaire. Les séparations entre ceux-ci et leur primaire varient entre 0''14 et 0''33 (voir le tableau III.2). Ces nouveaux compagnons doivent être pris en compte dans notre étude, en espérant que le nombre de compagnon encore cachés soit maintenant très limité. Le compagnon de Haro 6-37 A a été découverte indépendamment par Richichi *et al.* (1999) un mois avant nos observations. Les résultats obtenus par ces auteurs, qui ont utilisé la méthode d’occultation lunaire, sont en très bon accord en ce qui concerne l’astrométrie, mais le rapport de flux diffère par environ 0^m9, indiquant une variabilité assez rapide d’au moins une des composantes, ce qui a été récemment confirmé par Richichi & Leinert (2000).

De plus, parmi les binaires présentées par Leinert *et al.* (1993), quatre paires ont des rapports de flux dépassant la limite $\Delta K = 3^m2$, et doivent donc être éliminées. En réalité, seulement deux sont réellement exclues, car les rapports de flux de HK Tau et HV Tau ne sont pas du tout révélateurs de leur rapport de masse. En effet, dans les deux cas, un disque vu par la tranche autour du secondaire empêche toute détection directe de celui-ci, bien que le rapport de masse puisse être estimé à $q \sim 0.5$ pour HK Tau (Stapelfeldt *et al.* 1998) sur la base des types spectraux de Monin *et al.* (1998), et à $q \gtrsim 0.5$ pour HV Tau (Monin & Bouvier 2000). Il est possible que les autres systèmes rejetés soient similaires à ceux-ci, mais nous ne possédons pas l’information nécessaire pour le décider.

Enfin, il faut estimer, comme pour IC 348, les risques associés à l’effet de projection sur le ciel, qui peut ajouter quelques fausses binaires à notre échantillon en rapprochant deux étoiles qui, en réalité, sont très éloignées l’une de l’autre. La valeur utilisée comme limite supérieure pour la séparation des binaires dans le Taureau a été

choisie pour minimiser cet effet, ce que nous allons vérifier. Une estimation du nombre d'étoiles sur la ligne de visée faite par Simon *et al.* (1992) indique une densité de surface de $4 \cdot 10^{-5}$ étoile/''², ce qui implique entre deux et trois étoiles malencontreusement projetées à moins de 13'' d'une étoile TT de notre échantillon. Ce nombre est soustrait dans le tableau III.3.

Résultat final

Une fois ces différentes corrections prises en compte, on constate que la FB totale est de 55 %. Cette fraction prend en compte l'ensemble des compagnons compris dans l'intervalle de séparations s'étendant de 3 à 1800 UA, mais il faut rappeler que toutes les étoiles n'ont pas été observées avec des méthodes permettant la détection de secondaires sur l'ensemble de cet intervalle. Cependant, ainsi que nous l'avons expliqué dans la section III.1.2, il est possible de calculer une FB pour la SP qui soit directement comparable. Cette valeur est de 34 %¹, ce qui implique que *le nombre de compagnons dans l'intervalle de séparation considéré est 1.6 fois plus grand dans le Taureau que sur la SP.*

Pour en finir avec le Taureau, une brève explication s'impose pour clarifier le résultat obtenu par Ghez *et al.* (1993). En effet, ces auteurs mentionnent un excès représentant un facteur multiplicatif 4, sensiblement plus grand que celui finalement obtenu. En réalité, la FB que déterminent ces auteurs est surévaluée en raison du fait qu'ils tiennent compte de toutes les binaires jusqu'à $\Delta K = 4^m 0$, soit beaucoup plus loin que la limite imposée par $q = 0.1$. Cela représente une surévaluation de 15 % de la FB dans leur intervalle. Dans le même temps, l'intervalle de séparation concerné par cette étude (16 à 252 UA) est le seul dans toute l'étude de DM91 où la distribution de période semble s'écarter légèrement de sa forme gaussienne. La courbe analytique implique une FB sur la SP de 18 % plutôt que les 16 % observés. Enfin, pour combiner les deux échantillons qu'ils étudiaient (Taureau et ρ Ophiuchus), Ghez *et al.* ont été amenés à restreindre légèrement l'intervalle de séparations étudié, du fait de la distance différente des deux zones de formation. Cette modification nécessite d'éliminer deux binaires (DF Tau et V773 Tau) dont la séparation projetée est inférieure à la limite choisie de 16 AU, ce que les auteurs n'ont pas fait. En combinant ces trois effets, l'excès de binaires ne représente plus qu'un facteur 2.2 au lieu de 4, et les incertitudes statistiques expliquent le reste de la différence entre leur résultat et celui que nous venons d'obtenir.

¹Comme une partie de l'échantillon considéré n'a pas été observée sur l'ensemble de l'intervalle étudié, cette valeur est inférieure à celle que l'on obtient en intégrant la distribution de DM91 de 3 à 1800 UA, qui vaut 38 %.

III.2.2 Le complexe de ρ Ophiuchus

Présentation et modifications apportées

Là encore, les avis divergent, comme nous l'avons déjà vu: Ghez *et al.* (1993) et Reipurth & Zinnecker (1993) y voient un fort excès de binaires alors que Simon *et al.* (1995) y trouvent une FB normale. Ces derniers, cependant, n'appliquent aucune correction de complétude, ce qui pourrait expliquer les différences observées.

Dans cette zone de formation, les observations de Ghez *et al.* (1993) autant que celles de Simon *et al.* (1995) nécessitent l'application d'une correction pour tenir compte de la limite de détection variable d'un objet à l'autre. Nous utilisons ici une correction similaire à celle décrite précédemment. On estime ainsi qu'environ quatre compagnons sont restés inaperçus du fait de la faible sensibilité de certaines observations. De plus, une binaire semble sous la limite $q = 0.1$, d'après son rapport de flux.

Comme dans le Taureau, une correction des effets de projection doit être estimée. Partant d'une densité de surface de $5 \cdot 10^{-5}$ étoile/''² (Greene & Young 1992), on arrive à nouveau à deux ou trois fausses détections, soustraites dans nos calculs.

Résultats

Comme le montre le tableau III.3, *il semble bien y avoir un excès dans cette région de formation, et celui-ci est similaire à celui observé dans le Taureau*, bien que légèrement moins significatif. On peut cependant remarquer que le fait d'exclure les résultats de Simon *et al.* (1995) rend l'excès plus grand (facteur multiplicatif 1.8 au lieu de 1.5), ce qui confirme que leurs données semblent indiquer une FB plus faible que les autres études.

Cette différence pourrait être relié à l'intervalle de séparations considéré par Simon *et al.* (1995): le fait qu'ils détectent moins de binaires, associé au fait qu'ils soient les seuls à pouvoir trouver des compagnons en dessous de 0''1, pourrait impliquer que le nombre de compagnons visuels très serrés est nettement moins grand dans ρ Ophiuchus que dans le Taureau. Cependant, si l'on ne considère que l'échantillon étudié par Simon *et al.* (1995), on s'aperçoit que 31 % des binaires qu'ils détectent dans ρ Ophiuchus ont une séparation inférieure à 0''1, alors que cette proportion est de 27 % dans le Taureau, deux valeurs très similaires. Cet argument semble exclure l'hypothèse d'une différence majeure entre les distributions de séparations.

L'explication la plus plausible réside dans une différence entre les distributions de rapports de flux: *les binaires dans ρ Ophiuchus semblent avoir des rapports de flux plus petits que celles du Taureau*. Pour vérifier cela, considérons les résultats de Ghez *et al.* (1993), pour lesquels la limite de détection est suffisante pour ne pas

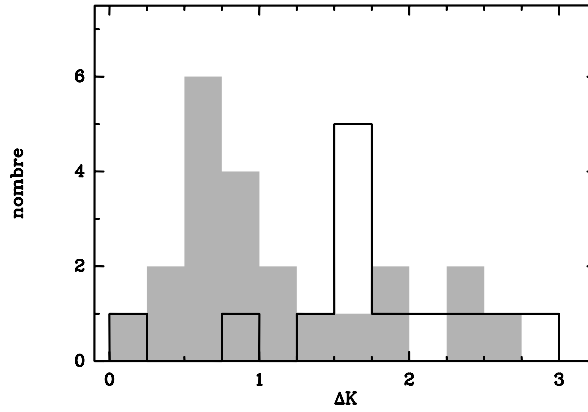


Figure III.1: Distribution des rapports de flux pour les binaires détectées par Ghez *et al.* (1993) dans le Taureau (histogramme grisé) et dans ρ Ophiuchus (histogramme solide). La probabilité que les deux distributions soient le résultat d'un tirage aléatoire à partir d'une même distribution est inférieure à 0.5 %, d'après un test de χ^2 .

biaiser notre raisonnement. Il apparaît qu'environ 75 % des binaires observées dans le Taureau ont un rapport de flux $\Delta K < 1^m.5$, alors que seulement 25 % des binaires de ρ Ophiuchus répondent à ce critère. Les rapports de flux médians sont $\Delta K \sim 0^m.8$ et $1^m.6$ respectivement dans les deux zones de formation. La différence entre les deux distributions est donc assez nette, ainsi que le montre la figure III.1. Or, la limite de détection médiane dans les résultats de Simon *et al.* (1995) est de $\Delta K \sim 1^m.7$. Certains compagnons ont donc pu rester indétectés dans leurs données, alors que ce risque est très limité pour le Taureau. Si cette explication est la bonne, il reste encore à comprendre pourquoi les deux distributions sont si différentes. Les origines possibles de cet effet incluent une forte extinction différentielle entre les deux composantes, un effet de métallicité et une différence intrinsèque entre les distributions de rapports de masse.

III.2.3 Plusieurs amas dans Orion

Le nuage moléculaire d'Orion est, avec le complexe du Taureau, une des deux zones de formation stellaires les plus étudiées. Situé à une distance sensiblement plus grande que celle du Taureau (450 pc au lieu de 140 pc), son intérêt majeur réside dans son nombre extrêmement important d'étoiles, ainsi que dans la présence d'étoiles de forte masse. Ainsi, les quatre étoiles constituant le Trapèze, structure située dans la Nébuleuse d'Orion, ont des types spectraux allant de O6 à B2. Dans leur voisinage, se situe un important amas d'étoiles, dont l'âge est estimé à moins d'un million d'années. La

plupart des étoiles de cet amas ont des masses $M \lesssim 1.5 M_{\odot}$ (Palla & Stahler 1999, Hillenbrand & Carpenter 2000).

Toutes les études concernant le cœur de l’amas du Trapèze ont conclu à une FB normale. A l’opposé, Padgett *et al.* (1997) ont conclu à un excès de binaires, similaire à celui observé dans le Taureau, dans les parties externes de cet amas ainsi que dans d’autres amas de la région. Nous allons essayer de comprendre l’origine de cette distinction, qui pourrait être due à une différence réelle d’échantillon, de technique d’observation ou d’hypothèse faite dans les analyses.

Le principal risque à estimer est celui de l’effet de projection. Ce risque est en effet beaucoup plus fort dans Orion que dans le Taureau ou dans ρ Ophiuchus, en raison de la forte densité stellaire de cette zone de formation. Elle atteint 0.03 étoile/”² dans le centre de l’amas du Trapèze (Petr *et al.* 1998), soit plusieurs centaines de fois celle observée dans le Taureau ou ρ Ophiuchus. A l’inverse de ces deux dernières régions, ce sont les étoiles membres de l’amas qui sont responsables de la contamination.

L’amas du Trapèze

Deux études indépendantes (Prosser *et al.* 1994, Petr *et al.* 1998) ont étudié les parties centrales de cet amas. Les observations de Prosser *et al.* (1994), qui portent sur une plus grande portion de ciel, contiennent beaucoup plus de cibles, mais un recoupement des deux échantillons est très probable. Afin d’éviter de compter certains couples deux fois, on considérera les deux échantillons indépendamment. Dans les deux cas, les auteurs ont positionné toutes les sources dans un diagramme magnitude-couleur, afin de distinguer les étoiles de masse $M > 1.5 M_{\odot}$, ce qui permet de ne pas les prendre en compte.

Si l’on exclue les objets non-stellaires et ceux détectés dans un seul filtre, Prosser *et al.* (1994) identifient près de 300 étoiles, et estiment que seulement quatre binaires résultent d’un effet de projection. Nous nous en tenons à cette estimation. Le fait que l’étude de Petr *et al.* (1998) concerne beaucoup moins d’étoiles et soit plus limitée en séparation angulaire fait qu’une correction du même genre aurait un impact négligeable¹. La limite de détection de Petr *et al.* est suffisante pour qu’aucune autre correction ne soit nécessaire. Au contraire, Prosser *et al.* mentionnent une limite insuffisante à faible séparation – seulement $\Delta I \sim 1^m.5$ pour des séparations de l’ordre de 0”1–0”2 –, mais nous ne pouvons estimer de correction en l’absence d’une courbe précise de détection. Par la force des choses, nous n’obtenons donc qu’une légère sous-estimation de la FB

¹Les auteurs ont précisément choisi leur séparation maximale de telle façon que le nombre statistique de paires projetées reste en dessous de l’unité, avec des arguments indépendants mais similaires à Prosser *et al.* (1994).

réelle dans ce cas. Finalement, *la FB des étoiles de faible masse de l'amas du Trapèze semble légèrement inférieure à celle de la SP*, mais la différence peut sans doute être expliquée par l'absence de cette correction de complétude.

Les parties externes de l'amas du Trapèze ont été étudiées par Padgett *et al.* (1997), avec un échantillon d'une cinquantaine de sources. Là encore, une correction pour tenir compte des fausses binaires projetées doit être estimée. À partir des probabilités individuelles d'être des binaires physiques, on peut calculer la valeur moyenne de cette probabilité et donc déterminer la contamination. Celle-ci s'avère statistiquement faible, inférieure à une fausse binaire. Il est possible que la limite de détection aux plus faibles séparations ne soit pas suffisante pour nos besoins mais, à nouveau, sans limite de détection, il est impossible d'estimer une correction, et nous sommes forcés d'en rester là. Dans ce nouvel échantillon, physiquement indépendant du précédent, *on ne détecte pas d'excès significatif de binaires*.

Autres amas dans Orion

Padgett *et al.* (1997) ont également étudié des étoiles appartenant à trois autres amas du nuage moléculaire d'Orion: NGC 2024, NGC 2068 et NGC 2071. Pour ces données également, une estimation du nombre de fausses binaires projetées peut être calculée et, une fois de plus, l'effet est très limité (de l'ordre d'une demi-binaire). La FB ainsi obtenue, bien que légèrement supérieure à la fraction estimée pour la SP, n'est pas significativement différente de celle-ci. *Dans ces amas également, le nombre de binaires est donc tout à fait normal*.

La conclusion de Padgett *et al.* (1997), selon laquelle il y aurait un excès de binaires dans les amas d'Orion, est basée sur le fait que la FB qu'ils déterminent n'est pas statistiquement différente de celle mesurée par Reipurth & Zinnecker (1993). Cependant, elle n'est pas non plus différente de celle déterminée par DM91, ce qui rend leur argument assez fragile. En fait, en regardant en détail les résultats de Leinert *et al.* (1993), on constate que l'intervalle de séparation 180–870 UA, étudié par Padgett *et al.*, est celui pour lequel l'excès est le moins marqué dans le Taureau (à peine 1σ). Il est donc délicat de comparer les FB du Taureau et d'Orion uniquement sur la base de cet intervalle de séparation. Par défaut, dans l'attente d'observations à plus haute résolution, nous considérerons que la FB dans Orion est similaire à celle de la SP. Autrement dit, nous en restons à notre hypothèse de départ, à savoir que la distribution des périodes orbitales a la même forme gaussienne dans tous les échantillons.

Il faut enfin noter un travail très récent de Levine *et al.* (2000) qui ont obtenu des images très profondes de l'amas NGC 2024 dans l'IR. Une étude préliminaire, qui ne prend pas en compte la possibilité de projections ni le problème de l'appartenance des

sources à l'amas, indique une FB extrêmement élevée, de l'ordre de 50 %, dans l'intervalle de séparation 125–1000 UA. Cela représente un excès par rapport à la SP d'un facteur multiplicatif 4 à 5. Si ce résultat est confirmé après une étude plus précise des limitations évoquées, nous serions en présence de résultats contradictoires avec ceux présentés par Padgett *et al.* (1997), et il faudra comprendre d'où provient cette différence. Un début de réponse provient directement des résultats de Levine *et al.*, qui trouvent que le rapport de flux médian est de $\Delta K \sim 3^m0$. C'est beaucoup plus que les valeurs obtenues par Padgett *et al.* pour la plupart de leurs binaires, et cela indique soit que les rapports de masses sont pour la plupart extrêmes dans cet amas, soit que les “compagnons” sont en fait des objets d'arrière-plan. Dans l'attente d'une étude plus détaillée, nous ne prendrons pas en compte ces résultats pour lesquels il est impossible d'appliquer des corrections statistiques puisque l'on ne dispose même pas des données brutes.

III.2.4 Les régions de Caméléon, du Loup et de la Couronne Australe

Ces régions, d'abord observées en imagerie directe – donc à résolution angulaire moyenne – par Reipurth & Zinnecker (1993), ont ensuite été étudiées par Ghez *et al.* (1997) à plus haute résolution. Dans les deux cas, les auteurs ont conclu à un fort excès de binaires dans ces zones, du même ordre que dans le Taureau ou ρ Ophiuchus.

Encore une fois, les résultats obtenus par Ghez *et al.* (1997) avec une technique d'interférométrie des tavelures doivent être corrigés pour les compagnons non-détectés en raison d'une limite de détection variable d'un objet à l'autre. Cette correction a été appliquée individuellement à chaque sous-échantillon présenté dans le tableau III.3, mais les corrections apportées restent assez limitées. Il faut aussi exclure trois compagnons situés sous la limite $q = 0.1$.

Dans le Caméléon, les deux principaux sous-groupes présentent des excès similaires, à nouveau de l'ordre d'un facteur multiplicatif ~ 1.5 . Au contraire, la zone du Loup semble avoir une FB beaucoup plus conforme à celle de la SP, même si ce résultat est limité par les incertitudes statistiques. La zone de formation de la Couronne Australe ne contient que peu d'objets, mais semble présenter un excès de binarité assez fort.

III.2.5 Populations *ROSAT* d'étoiles WTT

Le satellite *ROSAT*, fournissant des images en rayons X de l'ensemble du ciel, a découvert une vaste population d'étoiles dans la direction de la plupart des zones de formation stellaire proches. Jusque là, ces étoiles étaient passées inaperçues, mais en

obtenant leur spectre visible, on a réalisé qu'il s'agissait d'objets suffisamment jeunes pour posséder une raie d'absorption du lithium (Walter *et al.* 1988).

Une question s'est immédiatement posée: ces étoiles sont-elles des objets formés en même temps que celles découvertes par spectroscopie ou, au contraire, ont-elles été formées quelques dizaines de millions d'années auparavant? Feigelson (1996) et Magazzú *et al.* (1997) évoquent les deux possibilités sans pouvoir décider, alors que les conclusions de Briceño *et al.* (1997) sont nettement en faveur d'une population plus évoluée (jusqu'à $\sim 10^8$ ans). Qu'elles aient 10 ou 100 millions d'années, une fraction importante de ces étoiles serait donc plus évoluée que celles des zones de formation que nous avons évoquées dans les sections précédentes, même si les différents auteurs n'excluent pas la présence de quelques objets réellement jeunes. Cette conclusion semble également supportée par les résultats de Guillout *et al.* (1998), qui ont découvert, dans la position de l'ensemble des étoiles détectées par *ROSAT*, une tendance nette à l'accumulation d'objets le long de la ceinture de Gould¹.

Un point encore plus déroutant est fourni par les données astrométriques récentes: 19 objets détectés par *ROSAT* et ayant révélé de fortes raies d'absorption du lithium ont été observées par le satellite *HIPPARCOS* (Neuhäuser & Brandner 1998). Toutes sont situées dans la même direction que certaines zones de formation, à savoir le Taureau (3 objets), le Caméléon (7), le Scorpion (3) et le Loup (6). Il apparaît que les candidats du Taureau et du Loup sont situés à des distances compatibles avec celles des associations en question, alors que ce n'est le cas que d'un seul objet dans le Caméléon et d'aucun dans le Scorpion. Difficile, à la suite de ce travail, de tirer des conclusions générales quant au lien éventuel entre ces objets et les zones de formation, mais il semble qu'une fraction de ces objets tout au plus ait réellement été formée dans les zones qui nous concernent.

Nous allons tout d'abord considérer les populations *ROSAT* indépendamment avant de comparer ces résultats avec ceux des autres populations d'étoiles jeunes. Puisqu'une estimation directe de la distance n'existe pas pour les cibles considérées, nous avons supposé que celles-ci étaient situées à la même distance que les zones de formation auxquelles elles semblent associées.

Etudes antérieures

Plusieurs études de binarité ont déjà été menées sur ces nouvelles populations, avec des résultats variés: dans le Taureau, Köhler & Leinert (1998) trouvent une FB très

¹Cette ceinture est un anneau sur lequel on retrouve presque toutes les zones de formation stellaire situées à moins de 500 pc du Soleil, dont l'origine physique est encore assez incertaine. L'âge de cet ensemble a été estimé à 30–40 millions d'années par Comerón (1999).

similaire à celle de la zone de formation elle-même. Par ailleurs, Sterzik *et al.* (1997) ont étudié un échantillon d'étoiles à forte absorption de lithium situé au sud de la zone de formation du Taureau elle-même, dans lequel ils trouvent une FB compatible à la fois avec la SP et avec le fort excès évoqué dans le Taureau, étant donnée la faiblesse de leur statistique. Pris au pied de la lettre, leur résultat est plus proche de ceux du Taureau que de la SP, mais cela ne peut pas être considéré comme révélateur. Par contre, en étudiant les populations *ROSAT* du Caméléon et du Scorpion-Loup, Brandner *et al.* (1996) trouvent une FB comparable à celle de la SP, bien que les autres TT de la région semblent présenter un fort excès de binaires. Cependant, plus récemment, Köhler *et al.* (2000) ont ré-examiné cette zone avec une meilleure résolution angulaire, et ont conclu à un excès significatif de binaires. La différence entre les deux dernières études doit être comprise avant de tenter de comprendre le lien entre ces populations et celles définies par des critères spectroscopiques.

Notons que la liste exacte des sources observées par Brandner *et al.* (1996) n'étant pas publiée, il est impossible de combiner correctement ces résultats avec ceux de Köhler *et al.* (2000). Nous nous contenterons donc de supposer les deux échantillons comme indépendants, et ne tenterons pas de les unir.

Corrections à apporter

Il y a plusieurs sources de contaminations possibles: tout d'abord, les effets de projections, comme dans l'amas d'Orion par exemple. Cette estimation a été effectuée dans toutes les études, et nous nous basons ici sur les résultats publiés. Ensuite, étape souvent négligée par les auteurs, il convient de ne pas comptabiliser les binaires sous la limite $q = 0.1$. En se basant sur les valeurs $\Delta K = 3^m.2$ et $\Delta R = 4^m.0$ que nous avons déjà évoquées, il faut éliminer sept compagnons dans le Taureau (Köhler & Leinert 1998), ainsi que trois dans l'échantillon de Sterzik *et al.* (1997), un dans les observations de Brandner *et al.* (1996) dans le Scorpion et quatre dans celles de Köhler *et al.* (2000). La limite de détection moyenne dans ces études est suffisante pour atteindre la limite $q = 0.1$ à toutes les séparations.

Enfin, un effet plus subtil doit être pris en compte: le critère de sélection des sources, basé initialement sur le flux X des étoiles, peut entraîner une augmentation artificielle du nombre de binaires dans l'échantillon. En effet, une binaire, qui associe deux sources X potentielles, a plus de chances de voir son flux X total atteindre ou dépasser le seuil de détection des observations *ROSAT*. Une correction pour cet effet est apportée par les différents auteurs, sur laquelle nous allons maintenant revenir.

Dans le cas des échantillons de Brandner *et al.* (1996) et Köhler & Leinert (1998), basés uniquement sur le *ROSAT* "All-Sky Survey", il est assez facile d'estimer le

nombre d'objets ainsi rajoutés dans la liste de sources. Pour cela, on peut utiliser la distribution de flux X déterminée par Brandner *et al.* (1996), et supposer que les flux de deux étoiles peuvent être tirés aléatoirement dans cette distribution. Dans ce cas, le nombre d'étoiles à soustraire de l'échantillon, est en fait le nombre de binaires où les deux étoiles ont un flux inférieur au seuil de détection mais dont la somme dépasse ce même seuil. Il peut s'écrire comme:

$$\Delta N = FB \times \int_{0.5L_{\text{lim}}}^{L_{\text{lim}}} \rho(L_{1x}) \int_{L_{\text{lim}}-L_{1x}}^{L_{1x}} \rho^o(L_{2x}) dL_{1x} dL_{2x} \quad (\text{III.1})$$

où L_{lim} est le seuil de détection des observations *ROSAT*, et où $\rho^o = \frac{\rho}{\int_{L_{\text{min}}}^{L_{1x}} \rho(L) dL}$ représente la distribution normalisée du flux du secondaire, $\rho(L)$ étant la distribution totale de flux. Cette correction impose de soustraire 5.5 cibles dans le Taureau (Köhler & Leinert 1998), une dans le Caméléon et trois dans le Scorpion (Brandner *et al.* 1996). Dans le même temps, un certain nombre de compagnons doivent être éliminés: il s'agit du nombre de cibles multiplié par l'"efficacité de détection". En effet, toutes les binaires malencontreusement ajoutées à l'échantillon ne sont pas nécessairement détectables (voir Brandner *et al.* (1996) pour les détails de l'explication).

Le résultat net de cette correction est très limité, avec une modification de la FB ne dépassant pas 2 à 3 %. Cela est dû au fait que le nombre de binaires *ainsi que* celui de cibles sont affectés par cette correction. Une correction de ce type a été estimée par Brandner *et al.* (1996) et Köhler & Leinert (1998), mais elle diffère légèrement de celle présentée ici. Leur méthode fournit en fait une sur-estimation de la correction, mais la différence entre les deux estimations est limitée. Pour l'échantillon de Köhler *et al.* (2000), qui comporte des sources détectées par *ROSAT* en mode "all-sky" et "pointé" ainsi que des données d'*EINSTEIN*, il est impossible de faire un calcul similaire, et nous nous contentons ici de leur propre estimation, bien qu'elle soit sans doute légèrement sur-estimée. Une telle correction est également délicate à apporter pour les données de Sterzik *et al.* (1997), à cause des effets conjugués de plusieurs biais de sélection. Nous négligerons cette correction dans ce dernier cas, mais il est peu probable que l'effet induit soit très important étant donnée la discussion que nous venons de mener.

Résultats finaux

Le premier point à soulever pour ces échantillons de sources *ROSAT* est qu'*aucun effet statistiquement significatif n'est révélé dans les échantillons que nous avons considérés*. En réalité, tous les résultats sont compatibles avec ceux de la SP à 1σ . Si l'on recherche tout de même des tendances, au moins à titre indicatif, on dira qu'*un excès de binaires*

est possible dans le Taureau et, à un niveau moindre, dans le Scorpion-Loup mais pas au sud du Taureau, pas plus que dans le Caméléon.

III.2.6 Pléiades, Hyades et Præsepe

L'âge de ces amas est considérablement plus élevé que celui des zones précédentes: environ 120, 600 et 700 millions d'années respectivement pour les Pléiades, les Hyades et Præsepe. Cela implique une complication pour la recherche de binaires, liée à l'évolution de la relation masse-luminosité. En effet, pour ces étoiles qui ont déjà atteint la SP, le rapport de masse de $q = 0.1$ qui nous hante depuis le début correspond à un rapport de flux de l'ordre de $\Delta K = 6^m 0$. C'est beaucoup plus qu'à deux millions d'années, ce qui gêne considérablement les études de ces étoiles plus âgées. L'effet est cependant quelque peu compensé par le fait que les étoiles ne souffrent plus d'excès IR, puisque le phénomène d'accrétion a cessé, ce qui permet une estimation plus sûre de la masse des objets.

En tous les cas, il faut tenir compte de cette nouvelle limite et estimer le nombre de binaires trop faibles pour être détectées. Cette correction a déjà été faite par Bouvier *et al.* (1997) pour les Pléiades, sur la même base que celle décrite dans le chapitre précédent; je ne reviendrai donc pas sur ces résultats. Rappelons simplement que *la FB dans cet amas semble tout à fait normale.*

Les Hyades

Dans le cas des Hyades, par contre, cette correction, bien qu'estimée par Patience *et al.* (1998), doit être reprise. Tout d'abord, il faut éliminer toutes les étoiles massives de l'échantillon (nous prenons pour limite le type spectral F7 qui correspond à $M > 1.25 M_{\odot}$), ainsi que les géantes. Ensuite, en utilisant uniquement ce sous-échantillon, on peut estimer le nombre de binaires manquées du fait de la dynamique variable des images; la méthode employée est décrite en détail par Patience *et al.*. Si l'on se limite à $q = 0.1$, on constate que 79 % des binaires présentes ont été détectées. C'est ce chiffre qui est utilisé ici. Au bout du compte, on constate qu'*il n'y a pas d'excès de binaires significatif dans les Hyades.*

Le contraste est assez grand entre la correction que nous avons obtenue et les (seulement) 54 % estimés par Patience *et al.*, et il explique aussi pourquoi ceux-ci trouvaient un excès de binaires. L'origine principale de cette différence se situe dans l'utilisation des étoiles massives pour la correction. En effet, la méthode utilisée par Patience *et al.* prend en compte la possibilité de paires associant une étoile massive (typiquement $2 M_{\odot}$) et un compagnon de très faible masse. Or, étant donnée la forme de la fonction de masse stellaire, ce genre de paires est très probable. Malheureusement,

elles sont indétectables dans les observations, et, lors de la correction de complétude, elles sont rajoutées alors qu'elles ne le devraient pas, d'où une augmentation artificielle de la correction.

Præsepe

Poursuivant notre étude des amas jeunes, dont deux exemples ont été présentés dans le chapitre II, nous avons également observé les étoiles de type solaire dans Præsepe. Les résultats, décrits dans Bouvier *et al.* (2000, en préparation), font état de 27 binaires et un système triple parmi 149 cibles. Une correction de complétude similaire à celle décrite pour IC 348 et utilisée pour l'amas des Pléiades a été prise en compte, et le résultat final est présenté dans le tableau III.3. *La FB mesurée dans cet amas est en bon accord avec les estimations de la SP.*

III.3 Résultats généraux

Nous disposons maintenant d'un ensemble cohérent de résultats, qui ont été obtenus en faisant les mêmes hypothèses et le même type de correction de complétude. Il est donc maintenant possible de comparer directement tous ces résultats entre eux afin de voir si des tendances apparaissent. Rappelons tout de même auparavant que, de par la façon dont nous comparons nos résultats à ceux de DM91 pour la SP, nous avons fait l'hypothèse implicite que la forme de la distribution de périodes orbitales est la même dans toutes les zones considérées. Nous reviendrons sur ce point dans la section III.4.4.

III.3.1 Des différences réelles entre certaines régions

Dans le tableau III.3, on peut immédiatement séparer les différentes populations en deux grandes catégories: celles où un excès de binaires significatif à au moins 1σ est présent, et les autres. Bien sûr, ce niveau de confiance n'est pas très élevé (67 %), et il ne fait pas de doute qu'il faudra continuer ces études en recherchant encore plus de compagnons pour pouvoir tirer des conclusions plus fermes. Mais, pour le moment, on doit se limiter à ce niveau puisque, à part la zone de formation du Taureau, aucun excès n'est significatif à plus de 2σ . Fondamentalement, le nombre de binaires connues n'est toujours pas assez élevé pour nos objectifs. Les sources X seront traitées dans la section III.3.2, aussi nous n'en parlerons pas pour l'instant.

Parmi les zones présentant un excès, on compte le Taureau, ρ Ophiuchus, le Caméléon (I et II) et la Couronne Australe. Il semble donc probable que la plupart des excès de binaires proposés par les différents auteurs dans les années passées soient réels. Ainsi,

	N_{obs}	N_{comp}	$csf(1\sigma)$ [%]	$csf_{MS}(1\sigma)$ [%]	csf/csf_{MS}	réf.	distance [pc]	séparations considérées
amas et associations PMS								
Taureau-Cocher	117	65.6	56 (8)	34 (4)	1.65 ± 0.30	1,2,3,4	140 ^a	0''02–13''0
ρ Ophiuchus	114	32.5	29 (5)	20 (3)	1.45 ± 0.33	2,3,4	160 ^b	0''02–12''0
–	95	22.5	24 (5)	13 (2)	1.85 ± 0.48	2,4	–	0''1–12''0
Trapèze (int.)	291	31.0	11 (2)	14 (2)	0.79 ± 0.18	5	450 ^{c,d,e}	0''1–1''0
–	34	2	6 (4)	8 (1)	0.75 ± 0.51	6	–	0''14–0''5
Trapèze (ext.)	50	6.6	13 (5)	10 (1)	1.26 ± 0.52	7	–	0''3–2''3
NGCs Orion	99	12.4	13 (4)	10 (1)	1.20 ± 0.40	–	–	0''3–2''3
Caméléon I	85	20.2	24 (6)	16 (2)	1.49 ± 0.42	4,8,9	140 ^f	0''1–12''0
Caméléon II	23	5.0	22 (10)	13 (2)	1.69 ± 0.81	–	200 ^g	0''1–12''0
Loup	61	11.1	18 (6)	15 (2)	1.20 ± 0.43	4,8	150 ^h	0''1–12''0
Couronne Australe	10	3.0	30 (17)	11 (2)	2.73 ± 1.62	–	130 ⁱ	0''1–12''0
IC 348	76	14.5	19 (5)	23 (3)	0.83 ± 0.24	10	260 ^j	0''1–8''0
échantillons de sources <i>RO SAT</i>								
Caméléon	86.8	8.4	10 (4)	13 (2)	0.73 ± 0.31	9	140 ^k	0''8–12''0
Scorpion-Loup	64.4	9.5	15 (7)	13 (2)	1.11 ± 0.55	–	145 ^k	0''8–12''0
Scorpion-Loup	87	26.2	30 (8)	23 (4)	1.30 ± 0.41	11	–	0''13–6''0
Taureau-Cocher	68.6	27.1	40 (12)	26 (4)	1.54 ± 0.52	12	140 ^k	0''13–13''0
Sud Taureau	27	3.9	15 (8)	13 (2)	1.15 ± 0.64	13	–	1''0–14''0
amas ouverts ZAMS								
Pléiades	144	40.8	28 (6)	27 (3)	1.04 ± 0.25	14	130 ^l	0''08–7''0
Hyades	97	17.8	18 (5)	16 (2)	1.13 ± 0.34	15	46.3 ^m	0''1–1''07
Præsepe	149	40.4	27 (6)	24 (3)	1.13 ± 0.29	16	180 ⁿ	0''1–7''0

Table III.3: Résultats obtenus à partir de la littérature. La dernière colonne présente l'intervalle maximal dans lequel des compagnons ont été recherchés dans ces études; toutes les cibles n'ont pas été observées dans la totalité de cet intervalle. Les nombres non-entiers de cibles et de compagnons sont dûs à des corrections statistiques. Près de 1700 étoiles sont prises en compte, pour un total d'environ 370 compagnons.

Travaux de binarité: 1 – Leinert *et al.* (1993), 2 – Ghez *et al.* (1993), 3 – Simon *et al.* (1995), 4 – Reipurth & Zinnecker (1993), 5 – Prosser *et al.* (1994), 6 – Petr *et al.* (1998), 7 – Padgett *et al.* (1997), 8 – Ghez *et al.* (1997), 9 – Brandner *et al.* (1996), 10 – Duchêne *et al.* (1998), 11 – Köhler *et al.* (2000), 12 – Köhler & Leinert (1998), 13 – Sterzik *et al.* (1997), 14 – Bouvier *et al.* (1997), 15 – Patience *et al.* (1998), 16 – Bouvier *et al.* (2000, en préparation)

Distance des amas: ^a Elias (1978), ^b Chini (1981), ^c Prosser *et al.* (1994), ^d Petr *et al.* (1998), ^e Padgett *et al.* (1997),

^f Schwartz (1991), ^g Hughes & Hartigan (1992), ^h Krautter (1991), ⁱ Marraco & Rydgren (1981),

^j Scholz *et al.* (1999), ^k distance supposée identique à la zone de formation, ^l Bouvier *et al.* (1997),

^m Perryman *et al.* (1998), ⁿ Robichon *et al.* (1999)

si l'on combine les zones de formation de l'hémisphère sud considérées par Reipurth & Zinnecker (1993), on aboutit à un excès d'un facteur multiplicatif 1.45, significatif à $2.2\sigma^1$. En y ajoutant l'échantillon du Taureau, on aboutit à un excès d'un facteur 1.52,

¹Leur étude était concentrée sur le Caméléon, ρ Ophiuchus, la Couronne Australe et le Loup. Cette

significatif à 3.2σ . Evidemment, faire la moyenne de ces différents échantillons suppose que toutes les zones ont des propriétés identiques, ce que les observations ne nient pas, même si la précision est insuffisante pour être concluante. **Si l'on suppose que cet excès de binaires, mesuré pour les binaires visuelles, est aussi présent dans le régime des binaires spectroscopiques, on peut estimer que la FB totale dans les zones de formation est de l'ordre de 90 à 95 %.** En fait, la FB observée dans le Taureau dans le seul domaine des binaires visuelles est déjà presque égale à la FB *totale* mesurée par DM91, ce qui signifie que le nombre total de binaires dans cette zone de formation est certainement en excès par rapport à celui de la SP, même si la FB n'atteint pas 100 %. En effet, Mathieu (1994) a montré que les binaires spectroscopiques étaient au moins aussi nombreuses dans le Taureau que sur la SP; un excès similaire à celui des binaires visuelles ne peut pas non plus être exclu, étant données les incertitudes.

A l'opposé, **tous les amas, qu'ils soient très jeunes ou non, présentent des FB en accord avec les estimations de la SP.** En fait, le Trapèze semble même légèrement en-dessous de la valeur de la SP, mais rappelons que nous n'avons pu appliquer de correction de complétude, alors que nous savons qu'elle est nécessaire dans l'étude de Prosser *et al.* (1994). Quant aux amas âgés, ils sont remarquablement proches de la valeur de la SP: si l'on combine les Pléiades, les Hyades et Præsepe, ce sont 390 étoiles qui sont considérées, et la FB totale ne diffère en valeur absolue que par 2 % de celle de la SP, différence sensiblement inférieure aux corrections de complétude qui ont dû être apportées aux différentes études.

Il semble donc très probable que la FB n'est pas une propriété universelle et que, d'une zone à l'autre, on puisse détecter des différences, même si celles-ci ne sont pas aussi significative qu'on pourrait le souhaiter. Toute la question va maintenant être de comprendre l'origine de ces différences et, en tout premier lieu, de savoir s'il s'agit d'une différence de condition initiale ou d'évolution. Ces questions seront abordées dans la section III.5.

III.3.2 Les populations *ROSAT* toujours aussi mystérieuses

Dans la section III.2.5, nous avons déjà évoqué les interrogations liées à la nature des sources détectées par *ROSAT*. Les résultats que nous avons détaillés continuent de semer la confusion. Ainsi, même si le résultat dans la zone de formation du Taureau n'est pas significatif, il semble en bon accord avec celui obtenu pour la population des étoiles du nuage. Ce même résultat avait conduit Köhler & Leinert (1998) à proposer que les deux populations sont physiquement liées, puisqu'elles possèdent les

dernière zone est ici combinée aux autres, bien qu'elle semble présenter une FB moins élevée.

même propriétés en ce qui concerne les systèmes binaires, d'autant que ces propriétés sont assez spécifiques. Cet argument, ajouté aux distance *HIPPARCOS* présentées par Neuhauser & Brandner (1998), constitue l'élément le plus convaincant pour un lien physique entre cette population et la zone de formation. Si l'on rassemble les deux populations (*ROSAT* et spectroscopique), on obtient un excès d'un facteur 1.55, significatif à 2.4σ .

A l'opposé, aussi bien les estimations de la FB que les résultats d'*HIPPARCOS* indiquent que la population de sources X dans le Caméléon n'est pas reliée physiquement à la zone de formation. Il s'agit probablement d'étoiles formées plus anciennement et dans des conditions différentes, peut-être associées à la ceinture de Gould. Contrairement à ce qu'avaient fait Brandner *et al.* (1996), nous décidons donc de ne pas mélanger ces résultats avec ceux des étoiles TT.

La population dispersée au sud de la zone de formation du Taureau ne semble pas non plus présenter d'excès de binaires, puisque nous trouvons une valeur beaucoup plus conforme à la SP que la valeur présentée par Sterzik *et al.* (1997). Ce résultat conforte donc les conclusions de Sterzik *et al.*, qui suggèrent que ces étoiles appartiennent à la ceinture de Gould ou ont été formées au voisinage d'une autre zone de formation que ce que nous connaissons actuellement du Taureau.

La dernière zone à commenter, celle du Scorpion et du Loup, est délicate à interpréter: il semble qu'il y ait un léger excès de binaires, mais celui-ci n'est pas significatif. La FB observée dans cette population est remarquablement proche de celle des TT de la région, mais il peut s'agir d'une simple fluctuation statistique. Ajouté à la mesure de la distance des quelques étoiles observées par *HIPPARCOS*, cela pourrait indiquer une relation physique entre les deux populations, comme pour le Taureau. Il est même frappant que les deux seules zones où un accord semble apparaître soient celles où *HIPPARCOS* suggère un lien physique entre les deux populations. Si l'on combine l'échantillon des TT avec celui de Köhler *et al.* (2000), l'excès est d'un facteur 1.27, intermédiaire entre le Taureau et la SP, mais il n'est toujours pas significatif à 1σ .

Il ne semble donc pas y avoir de conclusion qui soit valable pour toutes les populations X, ce qui augmente encore la confusion entourant ces étoiles. De façon assez probable mais pas définitive, on peut avancer que les objets X situés dans la zone de formation du Taureau lui sont associés, alors que ce n'est pas le cas de ceux situés plus au sud. Par ailleurs, les objets X dans la région du Caméléon sont sans doute indépendants de la zone de formation actuellement active. La population X du Loup, elle, pourrait être associée à celle, normale, d'étoiles TT. Dans la suite de cette étude, nous ne considérerons donc plus ces populations, dans l'attente d'un argument décisif en ce qui concerne leur statut évolutif.

III.4 Comment la fraction de binaires varie-t-elle?

III.4.1 Evolution avec l'âge

Une des questions posées comme motivation de cette étude était la possibilité d'une évolution de la FB avec le temps avec une valeur très élevée au départ, proche de 100 %, qui diminuerait peu à peu jusqu'au niveau que l'on observe sur la SP. Nous disposons maintenant d'estimations de la FB dans suffisamment de zones différentes pour aborder cette question. Nous adopterons ici les âges suivants: cinq cent mille ans pour le Trapèze (Hillenbrand 1997) et les autres amas de la même zone, ainsi que pour ρ Ophiuchus (Luhman & Rieke 1999), un million d'années pour les zones de formation du Taureau, du Caméléon et de la Couronne Australe (Palla & Stahler 2000), deux millions d'années pour IC 348 (voir le chapitre II), trois millions d'années pour le Scorpion-Loup (Palla & Stahler 2000), 120 millions d'années pour les Pléiades (Basri *et al.* 1996), 600 millions d'années (Perryman *et al.* 1998) pour les Hyades et 700 millions d'années pour Præsepe. Ces âges, notamment ceux des zones de formation encore actives, sont très incertains et ne doivent être pris que comme des valeurs indicatives; elles ne sont probablement correctes qu'à un facteur 2 ou 3 près.

Afin de diminuer les barres d'erreur, nous effectuons deux regroupements de zones *a priori* similaires et présentant des FB du même ordre. Tout d'abord, les parties externes de l'amas du Trapèze et les autres amas d'Orion sont associées au Trapèze lui-même. Précisons que les résultats obtenus par Petr *et al.* (1998) ne sont pas associés à cet ensemble du fait du recoupement probable de leur échantillon avec celui de Prosser *et al.* (1994). D'autre part, nous rassemblons le Caméléon et la Couronne Australe, puisqu'il s'agit de deux associations d'apparence et d'âge similaires. Dans ρ Ophiuchus, que nous considérons à part car l'apparence d'un amas y est plus marquée, nous conservons toutes les sources citées dans la section III.2.2, malgré les doutes associés à la technique d'occultation lunaire employée par Simon *et al.* (1995). En effet, le fait de conserver l'échantillon complet tend à diminuer l'excès de binaires, et donne donc probablement une limite inférieure à l'excès réel.

La figure III.2 présente le résultat de cette analyse: on y trouve en effet la FB, toujours normalisée à celle de la SP dans l'intervalle de séparations considéré, en fonction de l'âge des populations étudiées. On retrouve dans cette figure les tendances déjà évoquées plus haut: tout d'abord, les amas "âgés" ne présentent pas d'excès de binaires. A l'inverse, quand on considère les zones de formation active, on constate une diversité des résultats, avec un excès à certains endroits mais pas à d'autres. La FB change donc d'une zone à l'autre, et on voit que **l'âge n'est probablement pas le seul élément qui détermine la FB**, étant donné les résultats concernant les différentes zones de

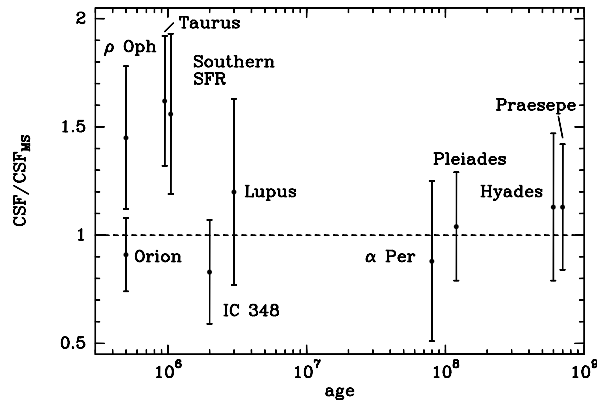


Figure III.2: Evolution de la FB avec l'âge des zones considérées. “Zones Sud” rassemble le Caméléon et la Couronne Australe, et “Orion” représente la moyenne de la FB de plusieurs amas du nuage moléculaire, y compris celui du Trapèze. La ligne horizontale en tirets représente la FB de la SP.

formation.

Si l'on suppose que la FB au moment de la formation est réellement de l'ordre de 100 %, comme elle semble l'être dans le Taureau, et qu'elle évolue après le processus de formation, **il est nécessaire que cette évolution agisse en moins d'un million d'années dans les différents amas observés jusqu'à présent.** En effet, elle doit avoir atteint le niveau de la SP dans un amas du type du Trapèze en quelques centaines de milliers d'années. Cela donne une contrainte assez forte sur les mécanismes susceptibles d'être à l'origine de cette évolution. De plus, dans IC 348, la décroissance doit se faire en un ou deux millions d'années au plus, bien que celui-ci soit physiquement très différent du Trapèze.

En ce qui concerne les zones de formation comme le Taureau, puisqu'on y observe une FB très élevée, l'évolution temporelle de la FB doit s'effectuer sur un temps caractéristique beaucoup plus long, si elle a lieu. Pour évaluer un peu mieux cette possibilité, il faudrait observer une zone semblable à celle du Taureau, mais âgée de quelques dizaines de millions d'années. Cela est malheureusement impossible, puisque une association aussi peu dense est rapidement dispersée du fait des mouvements propres des étoiles. Ainsi, une étoile ayant une vitesse de 1 km s^{-1} se déplace de plus de 3° sur le ciel en dix millions d'années. Ces objets se retrouvent donc rapidement assez éloignés du nuage moléculaire qui les a formés, si celui-ci existe encore. De plus, mis à part la raie d'absorption du lithium qui nécessite d'assez longues observations, ils ne présentent plus aucun signe extérieur de jeunesse si ce n'est un intense rayonnement X.

Ainsi présentée, ces étoiles ressemblent fortement aux WTT identifiées par les satellites X. Malheureusement, nous avons déjà expliqué que ces populations ont des âges très incertains, compris entre un et cent millions d'années. Il est donc impossible de les utiliser dans le cadre de notre étude pour contraindre la variation temporelle de la FB.

Les seuls ensembles d'étoiles âgés de quelques dizaines de millions d'années qui soient facilement identifiables sont donc les amas, qui ne peuvent bien sûr pas être comparés aux zones de formation très dispersées. Il est également intéressant de relever le fait que la FB dans ρ Ophiuchus n'est pas différente de celle du Taureau bien que les deux zones aient des aspects physiques sensiblement différents.

III.4.2 Evolution avec la densité

Puisque l'âge n'est pas le seul paramètre influant sur la FB, nous pouvons également nous concentrer sur la possibilité d'un lien entre la FB et les conditions physiques de la zone concernée. Il serait par exemple très intéressant de considérer la température du gaz ou la valeur du champ magnétique dans les nuages moléculaires, qui sont sans doute des paramètres influençant directement le processus de fragmentation. Malheureusement, ces grandeurs ne sont pas faciles à mesurer avec précision dans un nuage, sans parler des amas âgés où le gaz a été complètement dissipé.

Le paramètre physique le plus facile à estimer est sans doute la densité stellaire des amas et des associations, bien que celle-ci soit sujette à de grandes incertitudes. En effet, elle dépend fortement de la méthode utilisée: le rayon de la zone considérée pour faire le comptage des étoiles, la profondeur des images utilisées ainsi que leur longueur d'onde ou l'estimation de la contamination par les étoiles de l'arrière plan sont autant de problèmes délicats. Pour nos besoins, cependant, nous pouvons nous contenter d'une échelle arbitraire, dans laquelle les zones peuvent être classées en quelques catégories. Ainsi, le Taureau, tout comme le Caméléon, le Loup et la Couronne Australe ne comporte que quelques dizaines d'étoiles/ pc^3 dans les aggrégats les plus denses. ρ Ophiuchus est déjà un petit amas, sans doute quelques dizaines de fois plus dense. IC 348 et les différents amas d'Orion, le centre de l'amas du Trapèze étant exclu, comptent quelques milliers d'étoiles/ pc^3 ; enfin, au cœur du Trapèze, la densité dépasse vraisemblablement 10^4 étoiles/ pc^3 . Quant aux amas plus âgés, le paramètre le plus pertinent pour nous est sans doute la densité qu'ils avaient au moment de la formation et pas leur densité actuelle. Malheureusement, les amas ayant évolué, il est difficile de la connaître avec précision. Il semble tout de même raisonnable de penser que tous ces amas ressemblaient au Trapèze lorsqu'ils avaient le même âge, sans quoi ils se seraient déjà complètement dispersés.

La figure III.3 présente la comparaison de la FB avec la densité, en rassemblant le

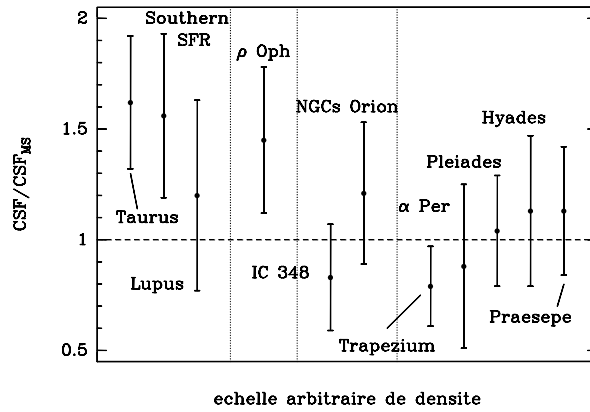


Figure III.3: Evolution de la FB avec la densité stellaire des zones considérées. “Zones Sud” rassemble le Caméléon et la Couronne Australe, alors que “NGCs Orion” rassemble NGC 2024, NGC 2068, NGC 2071 ainsi que la partie extérieure du Trapèze, qui est beaucoup moins dense que le centre de cet amas. Les lignes verticales en pointillés délimitent les grandes catégories de populations, des associations très dispersées aux amas les plus denses.

Caméléon et la Couronne Australe en un seul point pour diminuer les incertitudes. Il semble qu’une tendance se dessine dans cette figure, avec **les populations à excès de binaires possédant de faibles densités stellaires, et les amas plus denses ayant une FB similaire à celle des étoiles de la SP.**

Cette tendance possède un contre-exemple assez ennuyeux dans la zone de formation du Loup. Outre la possibilité d’une fluctuation statistique, un début d’explication pourrait venir de l’âge de cette zone. En effet, il semble que celui-ci soit sensiblement plus élevé que celui de la zone du Taureau par exemple. Il est alors concevable que, avec un âge médian de trois millions d’années, cette zone ait déjà partiellement subi le mécanisme responsable de la destruction des binaires dans les amas. Cela impliquerait un temps caractéristique de deux à trois millions d’années lorsque ce phénomène se produit dans une zone de ce type. Il n’est cependant pas très clair que le Caméléon et le Loup aient des âges différents: Palla & Stahler (2000) le suggèrent, mais ce n’est pas la conclusion de Hughes *et al.* (1994) ni de Chen *et al.* (1997). Le statut de la zone de formation du Loup est donc encore très incertain.

III.4.3 Evolution avec la masse des étoiles

Parmi les tendances observables qui pourraient permettre de discriminer les différents modèles, l’évolution de la FB avec la masse des étoiles est un élément important: les étoiles massives ont-elles autant ou plus de compagnons que les objets de faible masse?

Nous avons déjà évoqué au chapitre précédent les observations que nous avons entreprises dans NGC 6611; pour mémoire, nous adopterons ici une FB de 89 ± 33 % après correction de complétude, en n'oubliant pas que celle-ci est très incertaine. Par ailleurs, un travail très récent de Preibisch *et al.* (1999) a étudié les étoiles OB situées dans l'amas du Trapèze d'Orion. Au total, entre la limite de diffraction du télescope ($0''.075$) et la limite imposée par les risques de confusion ($1''.0$), six compagnons ont été détectés parmi treize cibles. Les auteurs ne précisant pas leur limite de détection, nous adopterons cette valeur comme une limite inférieure à la valeur réelle. Pour comparaison, dans le même intervalle de période orbitale, la FB des étoiles G de la SP est d'environ 17 %.

Enfin, un échantillon d'étoiles AeBe de Herbig a été observé par Bouvier & Corporon (2000). Ces étoiles ne sont pas rassemblées dans un amas, mais représentent une population étalée sur tout le ciel, chacune étant vraisemblablement située au centre d'une association d'au plus quelques centaines d'étoiles (Testi *et al.* 1999). Parmi 66 étoiles de type spectral B0 à A9, 27 compagnons sont détectés; la FB apparente est la même pour les étoiles Ae et les Be. En utilisant une correction de complétude similaire à celle utilisée pour NGC 6611, Bouvier & Corporon estiment que seulement un quart des compagnons plus massifs que la limite des naines brunes ont été détectés dans cet échantillon, ce qui nous amène à une FB corrigée pour la complétude de 158 ± 30 %. Bien sûr, une FB dépassant 100 % semble surprenante, mais n'oublions pas que nous parlons en réalité du nombre de compagnons par primaire, qui peut très bien être supérieur à un. Cela dit, plusieurs hypothèses sont faites pour ce calcul, et certaines d'entre elles pourraient s'avérer erronées. Dans le même intervalle de séparations, les étoiles G de la SP présentent une FB de l'ordre de 20 %.

A première vue, il semble donc que les étoiles massives présentent des FB beaucoup plus élevées que les étoiles de type solaire. Pour visualiser cela, la figure III.4 présente la FB des différentes populations évoquées dans ce chapitre, normalisée à celle des étoiles G de la SP. La comparaison confirme le fait que **les étoiles massives, qu'elles soient situées dans un amas dense ou dans un environnement beaucoup plus pauvre, présentent un nombre de compagnons beaucoup plus élevé que leur contrepartie de faible masse**. Si l'on admet que la distribution de périodes orbitales est la même pour les étoiles de faible masse et de forte masse, on doit conclure que le nombre moyen de compagnons par étoile de type OB est nettement supérieur à l'unité.

Il est intéressant d'insister sur le fait que les étoiles de Herbig, qui sont plus ou moins isolées, ont une FB tout à fait comparable aux étoiles massives de NGC 6611 qui est un amas encore plus dense que celui du Trapèze. La tendance que nous avons identifiée pour les étoiles de faible masse ne semble donc pas s'appliquer aux étoiles massives, puisque la densité des zones concernées ne semble pas influencer la FB. Nous

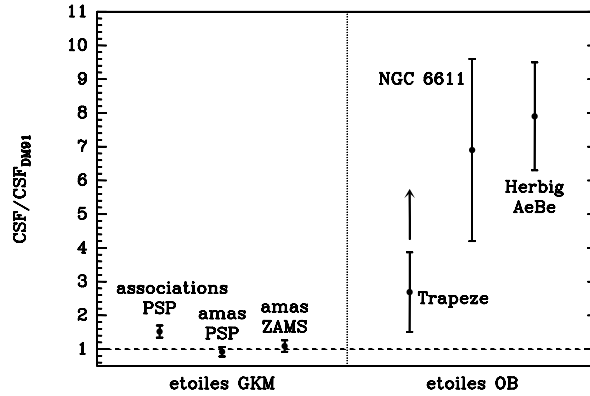


Figure III.4: Evolution de la FB avec la masse des étoiles. Dans tous les cas, la référence utilisée est l’étude de DM91 pour les étoiles G (voir texte). Pour les faibles masses, tous les amas ZAMS ont été rassemblés, ainsi que l’ensemble des amas âgés au plus de quelques millions d’années. Toutes les zones de formations actives, y compris ρ Ophiuchus sont rassemblées dans la mesure des “associations”. La flèche située au-dessus des étoiles massives du Trapèze rappelle qu’aucune correction de complétude n’a été apportée à cet échantillon.

reviendrons sur les implications de ce résultat dans la section III.5.

III.4.4 Autres propriétés des binaires

Outre la FB, il est intéressant de considérer les distributions de rapports de masse et de périodes orbitales, qui sont des éléments essentiels pour qui veut comparer les observations aux prédictions des modèles.

Distribution des rapports de masse

Nous nous intéresserons d’abord aux amas ZAMS, pour lesquels le flux des objets peut directement être relié à la masse. De plus, afin de ne pas avoir à mélanger des échantillons observés avec des techniques et des limites de détection différentes, nous nous contenterons des données obtenues dans le cadre de notre étude en optique adaptative d’amas jeunes. Les amas concernés sont les Pléiades, Præsepe et α Per; pour ce dernier amas, nous considérons les résultats de Eislöffel *et al.* (2000, en préparation).

La figure III.5 présente la distribution observée dans les trois amas, sans aucune correction de complétude. **Cette distribution semble plate entre $q = 0.1$ et 1;** l’absence de très faibles rapports de masse traduit seulement notre incapacité à les détecter. A titre de comparaison, on a également tracé l’histogramme que l’on obtient en supposant que la distribution intrinsèque est la même que celle obtenue par DM91

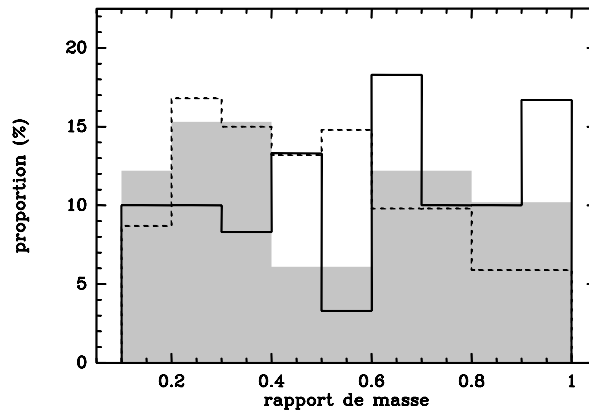


Figure III.5: Distribution des rapports de masse observée dans les amas ZAMS (histogramme continu) et celle attendue à partir de la distribution de DM91 et de nos limites de détection (histogramme en tirets). L'histogramme grisé représente la distribution obtenue pour le Taureau d'après les résultats de Leinert *et al.* (1993).

pour les étoiles de la SP, et en tenant compte de nos limites de détection qui escamotent une fraction des rapports de masse les plus faibles. Aux incertitudes près, les deux distributions sont entièrement compatibles, avec un léger excès possible vers $q \approx 1$ dans les amas ZAMS sans doute dû à un simple effet de sélection.

En ce qui concerne les zones de formation, les rapports de masses estimés à partir des rapports de flux dans l'IR ne peuvent être pris que dans un sens statistique. Nous avons donc indiqué, dans la figure III.5, l'ensemble des binaires présentées par Leinert *et al.* (1993) pour la région de formation du Taureau. Une fois de plus, les incertitudes sont grandes, mais la distribution est à peu près plate, en assez bon accord avec l'estimation de DM91. Les autres zones de formation ne possèdent pas suffisamment de binaires connues pour les étudier individuellement de la sorte. Une étude très récente de Woitas & Leinert (2000) sur une soixantaine de binaires TT a montré que la distribution de rapports de masse était effectivement plate entre $q \approx 0$ et $q = 1$. Les rapports de masse ont été estimés en plaçant les étoiles dans un diagramme magnitude-couleur et en supposant que les composantes d'un système binaire étaient contemporaines.

Il semble donc que, contrairement à la FB elle-même, **la distribution de rapports de masse pour les étoiles peu massives soit une propriété qui ne change pas beaucoup d'une population à l'autre.**

En ce qui concerne les étoiles massives, la figure III.6 révèle un nombre important de binaires ayant un rapport de masse faible, puisqu'environ 70 % des binaires détectées présentent un rapport $q < 0.5$. Cet effet est d'autant plus important qu'aucune correc-

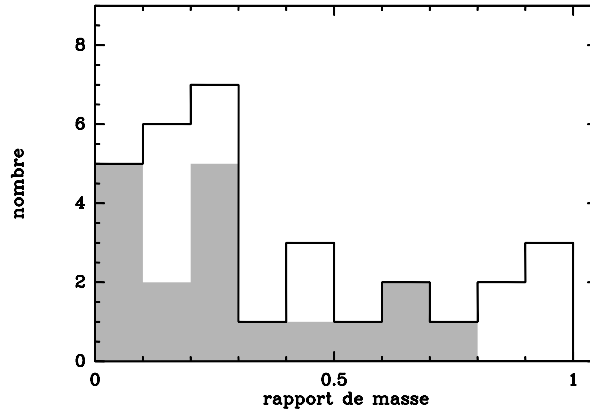


Figure III.6: Distribution de rapports de masse pour les binaires de fortes masses. Les binaires inclus dans cet histogramme ont toutes une séparation comprise entre 100 et 2000 UA, et ont un type spectral A, B ou O. Trois échantillons sont ici combinés: l'étude de NGC 6611 que nous présentée au chapitre précédent, les étoiles OB de l'amas du Trapèze (Preibisch *et al.* 1999) et les étoiles AeBe de Herbig (Bouvier & Corcoran 2000). L'histogramme grisé concerne le sous-échantillon des étoiles B pour ces trois études, afin de restreindre le domaine de masse considéré.

tion n'a été apportée pour les binaires indétectées, alors que celles-ci ont certainement des rapports de masse faible. Par ailleurs, toutes les binaires ayant un rapport $q > 0.8$ ont un type spectral A, ce qui indique les compagnons éloignés des étoiles très massives (O ou B) sont très rarement de même masse que le primaire.

Distribution des périodes orbitales

Pour le même échantillon représentant les trois amas ZAMS, nous pouvons également tracer la distribution de périodes orbitales. Ceci est fait dans la figure III.7, où ont été comptabilisées toutes les binaires observées. De plus, une correction de complétude supposée identique dans les trois amas a été appliquée. Comme on le voit, **les deux distributions sont en bon accord sauf pour les binaires les plus larges, pour lesquelles on observe un déficit assez net dans les amas ZAMS.** Celui-ci est probablement réel, puisqu'il correspond au domaine de séparation dans lequel nos observations sont les plus complètes. Il est donc peu probable que nous ayons raté des binaires dans ce domaine particulier. Un résultat similaire a été obtenu avec des résultats d'interférométrie des tavelures par Patience *et al.* (2000, en préparation), qui proposent même que la distribution de périodes orbitales dans les amas ZAMS présente un maximum vers 5 UA au lieu des 30 UA observées par DM91 dans les étoiles du voisi-

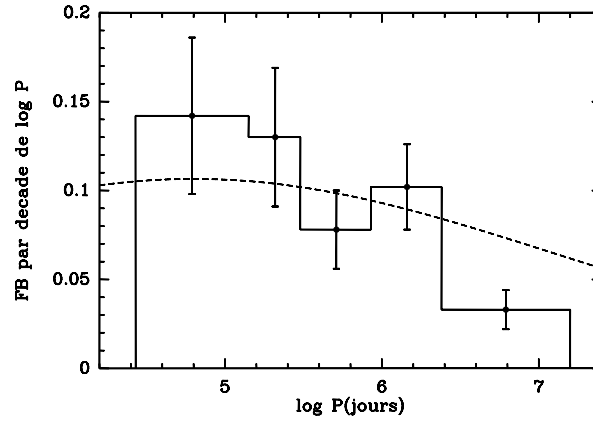


Figure III.7: Distribution des périodes orbitales observée dans les amas ZAMS après application de la correction de complétude (histogramme), comparée à la distribution de DM91 (courbe en tirets).

nage solaire.

III.5 Confrontation aux modèles

III.5.1 Résultats de la fragmentation

Nous avons déjà indiqué, dans le chapitre I, que le processus qui est probablement responsable de l'existence des systèmes binaires est la fragmentation du nuage moléculaire durant sa phase de collapse. Qualitativement, le processus fonctionne, au moins pour les binaires visuelles qui nous concernent, mais est-il possible de prédire *quantitativement* les propriétés des systèmes formés? Peut-on, par exemple, affirmer que la fragmentation aboutit systématiquement à une FB initiale de 100 %, ou que celle-ci dépend au contraire fortement des conditions initiales, comme le niveau de turbulence ou la valeur du champ magnétique dans le nuage? Si le processus de fragmentation forme toujours 100 % de binaires, quel est le processus qui fait baisser cette valeur par la suite? Peut-on reproduire les autres propriétés observées des binaires, comme les distributions de rapports de masse et de périodes orbitales? C'est l'ensemble de ces questions qui constitue la base de la réflexion qui va être menée ici.

Il est malheureusement très difficile, à l'heure actuelle, d'utiliser les résultats observationnels pour contraindre ou discriminer les différents modèles de fragmentation. Tout d'abord, les observations ne sont pas toujours aussi précises que nécessaire: rappelons par exemple les grandes incertitudes associées aux mesures de FB. Mais la

principale limitation de la comparaison entre observations et modèles réside dans les modèles eux-mêmes. En effet, ceux-ci sont extrêmement dépendants des conditions initiales et du choix des conditions aux limites, sans parler de la résolution de la grille ou du nombre de particules utilisées dans les codes numériques. D’une simulation à l’autre, les propriétés de la binaire formée peuvent varier du tout au tout, et la diversité des résultats rappelle surtout celle des conditions initiales, ainsi que le caractère chaotique du phénomène. De plus, avec les mêmes conditions initiales mais des détails numériques différents, on peut aboutir à des propriétés très variées, même si la formation d’un système multiple est quasiment toujours assurée. Enfin, les codes sont encore assez “lourds”, et il est impossible de partir d’une distribution de conditions initiales pour estimer la FB ou d’autres propriétés statistiques des binaires.

Le fait que les étoiles massives aient beaucoup plus de compagnons que les objets de faible masse nous donne cependant une première contrainte intéressante. Cela peut être qualitativement interprété en supposant que les masses des composantes d’une binaire sont choisies aléatoirement dans une distribution proche de la distribution initiale de masse. En effet, une étoile O a dans ce cas un éventail de masses possibles pour le secondaire bien plus étendu qu’une étoile K, et on peut donc attendre une FB plus élevée pour les étoiles massives. Le fait que l’on observe surtout de petits rapports de masse ($q < 0.5$) est aussi en accord qualitatif avec cette hypothèse, d’autant que les rares binaires avec $q \sim 1$ correspondent à des primaires de masse intermédiaire et non très élevée. Parallèlement, rappelons que DM91 avaient estimé que la distribution des masses des secondaires d’étoiles G était également compatible avec celle des étoiles individuelles. Si l’appariement aléatoire des masses est vérifié pour toutes les masses de primaire, cela pourrait montrer la généralité du processus de fragmentation, indépendamment de la masse des fragments formés.

III.5.2 Evolution dynamique des amas

Amas de milliers d’étoiles

Aller au-delà de ces considérations assez générales sur la fragmentation est délicat, aussi nous ne développerons pas plus cet aspect. Par contre, nous pouvons étudier de plus près l’évolution des systèmes binaires dans un amas. L’idée sous-jacente derrière cette discussion est que le processus de formation stellaire aboutit à la formation d’un nombre extrêmement élevé de systèmes multiples, de l’ordre de 100 %. Dans un second temps, les interactions gravitationnelles entre les systèmes, lorsque ceux-ci se croisent de près, peuvent détruire un certain nombre de systèmes, diminuant la FB jusqu’à la valeur observée pour la SP.

Dans ce cadre, plusieurs questions doivent être posées: tout d’abord, ce processus

peut-il agir suffisamment rapidement dans toutes les zones où nous avons mesuré des FB “normales”? Ensuite, dans les zones où la FB est plus élevée, pourquoi le processus n’a-t-il pas agit? Enfin, outre la FB, quels sont les autres paramètres observables qui permettent d’entériner ou de rejeter cette interprétation?

Les modèles d’évolution dynamique des amas les plus détaillés à l’heure actuelle sont ceux de Kroupa (1995). Ils mettent en jeu un grand nombre d’étoiles, jusqu’à plusieurs milliers, avec une FB initiale fixée, et rassemblées dans un amas plus ou moins dense. La densité centrale est en fait le paramètre le plus important pour l’évolution de l’amas, puisque le nombre d’interactions entre systèmes augmente proportionnellement avec la densité de l’amas (Clarke & Pringle 1991). Qualitativement, la figure III.3 ajoute de l’eau au moulin de ce modèle puisque les zones avec des densités similaires ont des FB similaires, le Loup étant considéré comme “l’exception qui confirme la règle”. Reste à voir en détail si les prédictions de ce modèle correspondent aux observations.

Kroupa *et al.* (1999) ont étudié en détails le cas de l’amas du Trapèze. Ils ont montré qu’un amas avec cette densité, même s’il possède 100 % de binaires au début de son existence, peut présenter une FB de l’ordre de 50 à 60 % après une durée aussi courte qu’un million d’années. Dans ce modèle, les binaires qui sont détruites sont les plus séparées puisqu’elles ont une énergie de liaison plus faible en même temps qu’elles offrent une section efficace d’interaction plus grande. Une étude récente des mouvements propres des membres de l’amas par Scally *et al.* (1999) a montré que les binaires très larges, avec des séparations de plusieurs milliers d’unités astronomiques, étaient extrêmement rares voire totalement inexistantes, ce qui est en excellent accord avec ce modèle.

Qu’en est-il des autres amas? En ce qui concerne les amas ZAMS, la FB est tout à fait semblable à celle de la SP, ce qui à nouveau est en accord avec le modèle de Kroupa si l’on suppose que la densité de ces amas étaient effectivement du même ordre que celle du Trapèze. Cependant, si la densité avait été plus élevée, la FB aurait dû continuer de décroître jusqu’à des valeurs plus faibles. Cet argument contraint assez fortement la densité initiale de ces amas, d’autant plus que nous nous intéressons aux binaires larges, les plus à même d’être détruites. Un autre argument favorable à l’idée d’une évolution dynamique est celui présenté dans la figure III.7, puisque celle-ci montre un déficit de binaires très larges dans les amas ZAMS. Cela peut en effet être interprété comme étant le résultat de la destruction des binaires larges par les interactions successives avec des étoiles passant à proximité.

Les associations, comme celles du Taureau ou du Caméléon, ont des densités tellement faibles que le nombre d’interactions entre systèmes est très limité¹, et les binaires

¹Selon Clarke & Pringle (1991), la fréquence des interactions est de l’ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ par millions d’années en supposant des disques circumstellaires de 1000 UA, ce qui semble être une estimation

conserver leurs propriétés initiales. La FB observée serait donc celle qui résulte directement du processus de formation. Même dans ρ Ophiuchus la densité n'est pas suffisante pour faire décroître efficacement la FB en quelques centaines de milliers d'années, si l'on en croit les observations.

D'autre part, le fait que la FB soit beaucoup plus élevée pour les étoiles massives est en accord qualitatif avec les prédictions des modèles d'évolution dynamique. En effet, si le milieu est suffisamment dense pour générer un grand nombre d'interactions, les étoiles massives tendent petit à petit à remplacer les étoiles de faible masse dans les systèmes binaires, l'objet le moins massif ayant la plus grande probabilité d'être éjecté. En poussant ce raisonnement à son extrémité, on aboutirait à 100 % d'étoiles massives dans des systèmes binaires, alors que de nombreuses étoiles isolées de faible masse seraient apparues. Qualitativement, même si de nombreuses binaires possédant deux étoiles de faible masse étaient créées initialement, seule une fraction limitée de celles-ci subsisterait à ces interactions, d'autant que les étoiles massives ont une plus grande section efficace d'interaction. Ce phénomène pourrait même être amplifié par le fait que les étoiles massives sont souvent rassemblées au centre des amas, où elles peuvent subir un nombre encore plus élevé d'interactions. On peut alors s'attendre à ce que la FB des étoiles peu massives soit plus faible dans le centre de l'amas. Ce test des modèles, qui est impossible à conduire à l'heure actuelle, a déjà été proposé par Kroupa *et al.* (1999).

Un point plus délicat pour le modèle d'évolution dynamique provient des amas de densité "intermédiaire", comme IC 348 ou les amas extérieurs du complexe d'Orion. En effet, ceux-ci sont 10 à 20 fois moins denses que le Trapèze, mais ont également une FB similaire à celle de la SP. Or, le temps caractéristique de l'évolution dynamique est intuitivement le temps typique de traversée de l'amas (*crossing time*), ce que confirme les différentes simulations de Kroupa (1995). Le problème est que ce temps caractéristique s'allonge quand la densité décroît¹. Le fait que nous observions des FB faibles dans ces amas pourrait donc être incompatible avec l'idée que l'évolution dynamique est le facteur dominant la FB. En tout cas, de nouvelles simulations, adaptées aux conditions observées dans ces amas sont nécessaires pour conclure. Enfin, le problème le plus grave pour ce modèle est sans doute celui posé par la région du Loup, qui semble posséder un excès de binaires plus limité que le Taureau. Cette zone est peut-être légèrement plus âgée mais sa densité est très faible et le nombre de rencontres entre systèmes devrait être extrêmement limité. Le processus de fragmentation aurait-il abouti à une FB intrinsèquement plus faible dans cette zone? Et si oui, pourquoi? Ces questions restent sans réponse pour l'instant.

raisonnable.

¹La relation entre les deux grandeurs est $t_{trav} \propto \rho^{-0.5}$ si le système est virialisé.

Un autre problème potentiel pour ce modèle résulte des rapports de masse dans les binaires de forte masse. En effet, ces modèles prédisent que les binaires les plus facilement détruites sont celles ayant les rapports de masse les plus faibles. Ceci est assez naturel puisque, à masse de primaire donnée, moins le secondaire est massif et moins l'énergie de liaison de la binaire est élevée. Or, pour les étoiles OB, quel que soit l'échantillon considéré, on observe un grand nombre de binaires avec $q < 0.5$. A nouveau, cet argument ne peut être décisif sans l'appui de simulations complètes: il est en effet possible que le puits de potentiel créé par l'étoile massive soit suffisamment profond pour contrer cette tendance. En effet, la limite entre les binaires qui vont être détruites et celles qui vont perdurer peut être grossièrement obtenue en égalisant l'énergie cinétique moyenne des étoiles et l'énergie de liaison de la binaire (Kroupa 2000). Lorsque l'on fixe la dispersion des vitesses, σ_v , on voit qu'une étoile dix fois plus massive peut conserver le même compagnon même s'il est situé dix fois plus loin de lui puisque $E_{bin} \propto \frac{M_A M_B}{d}$. Or dans le Trapèze, on ne trouve pas de binaires de faible masse au-delà de 1000 UA, typiquement. Pour des étoiles de $10 M_\odot$, cette limite serait donc repoussée à 10000 UA, domaine qui n'a pas été étudié jusqu'à présent.

En résumé, **les tendances que nous avons observées dans les différents échantillons sont toutes en accord qualitatif avec les modèles de Kroupa** mais de nouvelles simulations doivent être effectuées pour vérifier certains points spécifiques des observations, comme le comportement des étoiles massives, ou l'évolution des amas de densité intermédiaire.

Groupements de quelques étoiles

Une alternative à ce modèle est que nous observions les conséquences de ce que McDonald & Clarke (1993) appellent la sélection dynamique des masses dans un amas contenant peu d'objets (typiquement une dizaine). L'hypothèse *ad-hoc* de leur modèle est que, dans un amas de ce genre, les deux étoiles les plus massives forment une binaire et les autres sont éjectées. Ce type de comportement est qualitativement en accord avec les prédictions de Kroupa, même si celui-ci étudie des amas beaucoup plus peuplés. Une prédiction directe de ce modèle est une augmentation de la FB avec la masse du primaire, comme nous semblons l'observer.

Par ailleurs, il semble peu probable d'observer une étoile M compagnon d'une étoile O, puisque si l'amas contient plus de trois ou quatre étoiles, il est probable qu'il y ait au moins une étoile G ou K pour s'associer avec l'objet massif. Il est malheureusement très difficile d'estimer observationnellement la fréquence de ces systèmes, en raison d'un problème de contraste.

Afin d'illustrer la dépendances des modèles sur les conditions initiales, mentionnons

le fait que les simulations numériques suivant l'évolution d'amas de petite taille confirme qu'une sélection dynamique des masses a bien lieu, mais que celle-ci est très atténuée si l'on considère que les étoiles formées sont entourées de disques de matière (McDonald & Clarke 1995). En effet, dans ce cas, les interactions dominantes ne se font plus entre étoiles, mais entre un disque et une étoile, voire entre deux disques. Si les étoiles possèdent des disques massifs, un objet de très faible masse peut tout de même assez facilement finir son histoire comme compagnon d'une autre étoile. En fait, tous les objets ont à peu près la même probabilité de se retrouver dans un système binaire, quelle que soit leur masse.

Parmi les prédictions observationnelles du modèle de McDonald & Clarke (1995), la distribution des masses de secondaires pour des primaires de type solaire est un critère assez puissant. Leurs résultats indiquent que la distribution observée par DM91 peut être reproduite en supposant que les étoiles n'ont pas de disques et se forment dans des aggrégats de trois à cinq étoiles seulement.

Toutefois, ces modèles ne semblent pas devoir être appliqués aux amas denses comme le Trapèze ou les amas ZAMS, qui contiennent manifestement beaucoup plus d'étoiles en interaction directe, à moins que les amas ne puissent être considérés comme des associations de centaines de petits groupes d'étoiles plus ou moins indépendants. Il est fort probable, par contre, que ces modèles décrivent correctement le comportement des étoiles dans les associations d'étoiles TT.

D'autres explications sont-elles envisageables?

Le fait que les modèles d'évolution dynamique montrent les mêmes tendances que les observations est certes encourageant, mais ne signifie pas pour autant que c'est bien le phénomène qui se déroule. Il est aussi envisageable, au moins au regard des observations, que les binaires larges dans les amas ne soient pas détruites durant le premier million d'années mais, tout simplement, qu'elles ne se forment pas du tout.

Les simulations suivant la fragmentation des nuages moléculaires parviennent sans difficulté à créer des binaires, comme nous l'avons déjà dit. Il est par contre toujours difficile de décider si le système formé restera physiquement lié durant le reste de l'effondrement, d'autant plus que cela dépend fortement des conditions extérieures. Bien souvent, quand une simulation aboutit à deux étoiles très éloignées, d'autres étoiles sont également présentes et l'évolution ultérieure du système n'est pas toujours calculée. Cependant, il est probable que ces systèmes soient instables. Cela est d'autant plus vrai que l'on considère des amas denses, où les conditions aux limites sont très différentes de celle d'un simple cœur moléculaire.

Il a également été montré par Durisen & Sterzik (1994) que le processus de fragmen-

tation dépend fortement de la température du gaz compris dans le nuage moléculaire. Les nuages les plus chauds sont *a priori* moins susceptibles de fragmenter, essentiellement car l'agitation thermique est plus à même de supporter le nuage contre sa fragmentation. On peut donc interpréter les différentes FB comme étant le résultat de différences de température. Dans ce cas, la corrélation que nous avons observée entre la FB et la densité stellaire impliquerait que les zones les plus froides aient une efficacité de formation beaucoup plus limitée que les nuages plus chauds, qui formeraient les amas denses.

Il est également possible que le paramètre déterminant la FB ne soit pas la température du gaz, ni la densité de l'amas, mais un autre paramètre physique qui serait aussi relié à ceux-ci. Nous rentrons ici dans le domaine de la spéculation, puisqu'aucun de ces paramètres ne peut être réellement estimé. Nous nous abstiendrons donc d'aller plus loin dans cette discussion pour le moment.

III.6 Résumé et perspectives

III.6.1 Qu'avons-nous appris?

L'étude que nous avons menée nous a permis de déterminer la FB dans plusieurs amas à des stades évolutifs très différents. Une étude complètement cohérente des nombreux résultats publiés ces dernières années nous permet de disposer maintenant d'un ensemble de données très important sur les systèmes binaires de faible masse dans des populations âgées, tout au plus, de quelques centaines de millions d'années.

Il ressort de cette étude que la proportion de binaires visuelles n'est pas une propriété universelle, et que les variations de FB ne sont pas reliées uniquement à l'âge des étoiles. Plus précisément, une évolution universelle de la FB sur une échelle de temps caractéristique de l'ordre d'un million d'années ou plus peut être exclue: nous observons des amas ayant tous à peu près la même FB, mais ayant des âges compris entre un et plusieurs centaines de millions d'années. Nous observons par contre un lien possible entre la FB et la densité stellaire des populations considérées: toutes les zones denses, à savoir les amas, présentent des FB tout à fait similaires à celle estimée dans le voisinage solaire. A l'opposé, les associations de TT, qui sont extrêmement dispersées, semblent posséder un excès significatif de binaires visuelles. Seule la zone de formation du Loup ne s'ajuste pas dans cette dichotomie, pour une raison inconnue. Ces résultats ne permettent pas, par contre, de contraindre l'évolution de la FB dans les toutes premières phases de l'évolution des populations et, donc, de déterminer la FB résultant directement du processus de fragmentation.

La distribution de rapports de masse semble être la même dans toutes les popula-

tions: voisinage solaire, amas (PSP ou ZAMS) et associations de TT. Elle est grossièrement plate dans le domaine $q = 0.1-1$. Les incertitudes associées à ces distributions sont toutefois relativement importantes en raison du nombre limité de compagnons détectés.

La distribution de périodes orbitales observée dans les amas ZAMS (Pléiades, α Per et Præsepe) révèle un déficit de binaires aux grandes séparations, entre 300 et 1500 UA typiquement. Ce résultat peut être rapproché de l'absence de binaires ayant des séparations de plusieurs milliers d'unités astronomiques dans l'amas du Trapèze.

Les étoiles massives, d'autre part, présentent une FB sensiblement plus élevée que les étoiles de type solaire, même si les incertitudes associées aux corrections de complétude ne permettent pas une estimation précise de cette FB. Il semble que la densité de l'environnement de ces étoiles (amas très denses ou petites associations) n'ait pas d'influence sur la FB, contrairement aux étoiles moins massives. La distribution de rapports de masse pour ces étoiles est largement dominée par les rapports de masse $q < 0.5$, et cet effet est d'autant plus marqué que l'on considère des étoiles plus massives.

L'ensemble de ces résultats est en assez bon accord avec les modèles d'évolution dynamique des amas, qui prédisent que, même si la FB des étoiles peu massives est initialement de 100 % dans un amas, les nombreuses interactions qui se produisent dans cet environnement peuvent abaisser la FB à un niveau semblable à celui observé sur la SP. Ce mécanisme parvient à expliquer les résultats observés pour l'amas du Trapèze mais doit par contre être testé dans des environnements moins denses, comme IC 348 ou ρ Ophiuchus, pour voir si les FB prédites correspondent aux observations. De plus, le comportement des étoiles massives doit être modélisé dans ce cadre, ce qui n'a pas été fait jusqu'à présent.

III.6.2 Prochaines avancées attendues

Plusieurs grandes directions vont être poursuivies dans le cadre de cette étude dans les années à venir, dont voici une liste non exhaustive.

Dans les mois qui viennent, nous allons tout d'abord compléter notre étude en optique adaptative en finissant l'analyse des amas déjà observés. Cela concerne les amas de α Per dont nous avons déjà parlé, mais aussi NGC 2264 qui est un amas très jeune, quelques millions d'années tout au plus. Ce dernier nous fournira sans doute une contrainte forte sur les modèles d'évolution dynamique du fait de sa faible densité, puisque celle-ci est comprise entre celles de ρ Ophiuchus et de IC 348.

Par la suite, un autre pas en avant sera effectué en observant des amas encore plus jeunes, toujours enfouis dans leur nuage moléculaire. Pour le moment, une telle étude

n'est réalisable qu'avec la technique d'interférométrie des tavelures, mais elle sera aussi réalisable en optique adaptative dès que les systèmes seront équipés de senseurs de front d'onde fonctionnant dans l'IR au lieu du visible. Il sera alors possible d'étudier la FB encore plus tôt dans l'histoire des étoiles, ce qui devrait permettre de contraindre plus précisément l'évolution de la FB dans le premier million d'années.

Par ailleurs, l'étude des étoiles de masse intermédiaire ou élevée devra être poursuivie car elle fournira sans aucun doute des paramètres importants en ce qui concerne la distribution de masse des secondaires, et l'évolution de la FB avec la masse. Le processus de formation aboutissant à un large éventail de masse, nous ne devons pas nous contenter de comprendre la binarité d'une seule sous-population.

Parallèlement, une utilisation généralisée des travaux de Scally *et al.* (1999) à d'autres populations stellaires proches devrait permettre d'obtenir de précieuses informations sur les binaires très larges, à savoir celles qui sont préférentiellement détruites dans les modèles d'évolution dynamique et qui ne peuvent être identifiées dans une simple image. Puisque de telles binaires existent dans le voisinage solaire, on peut se demander où elles se sont formées: il ne semble pas que ce soit dans les amas, et la réponse pourrait se trouver dans les associations de TT. Patience *et al.* (2000, en préparation) ont tenté de pondérer les distributions de périodes orbitales des amas et de la zone de formation du Taureau pour simuler celle observée dans le voisinage solaire. Leur résultat est qu'environ un tiers des étoiles se formeraient dans des associations dispersées. Pourtant, cette proportion conduirait à une FB totale supérieure à ce qui est observé dans les étoiles de la SP. La question de l'importance de la formation stellaire dans ces deux types de régions est donc encore largement ouverte.

D'autre part, il sera nécessaire d'effectuer un suivi spectroscopique des binaires détectées, notamment dans les amas très jeunes, afin de s'assurer du lien physique de ces binaires, ainsi que pour obtenir une estimation plus précise des rapports de masse. Par ailleurs, la problématique des secondaires naines brunes, et surtout de leur rareté, devra être développée. Nous avons peut-être affaire là à un résultat naturel du processus de formation, mais il peut aussi s'agir de la conséquence de l'évolution dynamique, qui peut éjecter très facilement ces objets de très faible masse. Dans le premier cas, il faudrait expliquer à quel moment la masse des fragments intervient dans le processus de fragmentation et, plus précisément, on peut se demander pourquoi la fragmentation s'arrêterait précisément à la masse nécessaire à la combustion nucléaire de l'hydrogène.

Nombre de questions sont encore ouvertes après cette étude, et l'étude des propriétés statistiques des systèmes binaires sera poursuivie à n'en pas douter pendant encore de nombreuses années. Gageons que dans le courant de la prochaine décennie la généralisation des techniques de haute résolution angulaire sur la plupart des grands télescopes au sol permettra plusieurs avancées majeures dans ce domaine. En

attendant que de nouvelles questions fassent leur apparition...

Partie B

Un environnement sous influence

Le chapitre I nous a donné un aperçu de l'environnement proche des étoiles en formation. Outre des compagnons stellaires, une des structures les plus importantes que l'on peut trouver autour des étoiles TT est leur disque d'accrétion. C'est cette caractéristique que nous allons maintenant étudier.

Tout au long de cette étude, nous tenterons d'obtenir, directement et indirectement, des informations sur ces disques. L'objectif final est de comprendre l'influence que peut avoir un compagnon stellaire sur l'existence et les propriétés de ces disques. On peut par exemple se demander si la formation d'une étoile voisine ne va pas tout simplement inhiber la formation du disque. Si ce n'est pas le cas, on peut s'attendre à ce que l'interaction gravitationnelle simultanée avec deux étoiles entraîne des déformations importantes dans la structure du disque. Celui-ci pourrait être détruit beaucoup plus vite que si l'étoile était isolée ou, au contraire, perdurer sur un temps beaucoup plus long.

Nous allons tout d'abord employer une approche indirecte pour étudier ces disques, puisque nous allons tenter de mesurer quantitativement l'amplitude du phénomène d'accrétion dans les systèmes binaires grâce à la spectroscopie (chapitre IV). Ce phénomène, dont on pense qu'il se produit à travers les disques des TT, nous informera donc sur l'existence et la dissipation de ces disques dans les systèmes binaires. Ensuite, nous utiliserons des techniques d'imagerie directe, notamment en utilisant les détecteurs visible et IR du TSH, afin d'obtenir de véritables images de ces disques (chapitre V). Celles-ci nous permettront de discerner certains détails dans la structure des disques et, grâce à l'emploi d'un code numérique de type Monte-Carlo, nous entreprendrons de premières simulations visant à déterminer les propriétés intrinsèques de ces disques (structure, composition).

Chapitre IV

Accrétion dans les systèmes binaires jeunes

Sommaire

IV.1 Méthodes observationnelles employées	116
IV.2 L'échantillon étudié	119
IV.3 Observations spectroscopiques et leur analyse	121
IV.4 Résultats tirés de la littérature	131
IV.5 Comparaison entre primaires et secondaires	132
IV.6 Les modèles prévoient-ils nos observations?	137
IV.7 Les développements envisageables	142

Nous avons vu dans le chapitre I qu'une des caractéristiques fondamentales des TT est le processus d'accrétion de matière en provenance d'un disque circumstellaire. Mais, comme ces objets se trouvent bien souvent dans des systèmes multiples, on peut se demander si la présence d'un compagnon modifie le déroulement de ce processus d'accrétion. Ainsi, les travaux de Osterloh & Beckwith (1995) ont montré que les binaires PSP ayant des séparations inférieures à 100 UA possédaient des réservoirs de matière beaucoup plus limités que les binaires plus larges ou les étoiles simples; ces résultats ont ensuite été confirmés par Dutrey *et al.* (1996) et Jensen *et al.* (1996). A l'inverse, Simon & Prato (1995) ont montré que même dans les systèmes binaires, de petits disques circumstellaires pouvaient survivre aussi longtemps pour des binaires que pour des étoiles simples. L'influence précise d'un compagnon sur le phénomène d'accrétion reste donc à déterminer.

Les questions que nous allons aborder dans ce chapitre sont les suivantes: les deux étoiles sont-elles toujours actives en même temps ou indépendamment l'une de l'autre? Laquelle des deux étoiles est la plus active quand elles le sont simultanément? Quels sont les facteurs qui décident des réponses à ces questions? Pour cette étude, nous allons utiliser principalement la spectroscopie visible, que nous combinerons avec la photométrie IR pour élargir nos échantillons. Avant toute chose, nous allons brièvement revenir sur les apports de ces techniques, qui vont nous permettre de décider quelles sont les étoiles CTT et WTT, ainsi que d'obtenir une estimation de la luminosité d'accrétion sur ces objets.

IV.1 Méthodes observationnelles employées

Il est bien sûr toujours intéressant de combiner les résultats de plusieurs techniques d'observation pour un même objet. Mais cela peut parfois être très long et, en ce qui concerne les TT, toutes les méthodes existantes ne sont pas nécessairement sensibles au phénomène d'accrétion qui nous intéresse. Nous allons décrire brièvement comment les deux méthodes que nous avons choisies peuvent être utiles à notre étude. Précisément, nous allons montrer qu'elles donnent accès à la plupart des traceurs d'accrétion évoqués dans le chapitre I.

IV.1.1 La spectroscopie visible à basse résolution

La spectroscopie offre deux intérêts complémentaires. Le premier consiste à obtenir le type spectral, et donc une première estimation de la masse des objets considérés. Si cette information est souvent déjà connue pour le primaire, elle l'est beaucoup moins pour le secondaire, généralement assez faible et très proche de son compagnon. La plupart des spectres obtenus jusqu'à présent ne permettent pas de résoudre la binaire, et peuvent en première approximation être attribués à l'étoile la plus brillante. D'autre part, ces mêmes spectres permettent la mesure des largeurs équivalentes des raies en émission, ainsi que leur flux total. C'est avec cette dernière information que nous allons pouvoir étudier quantitativement l'activité des étoiles.

Des résolutions spectrales de quelques centaines – équivalente à $\Delta\lambda \sim 10 \text{ \AA}$ dans le visible – sont suffisantes pour déterminer de façon précise le type spectral d'une étoile, sous réserve que son spectre ne soit pas trop contaminé par l'excès ultraviolet-bleu que nous avons déjà évoqué (voir plus bas). Il existe des banques de données rassemblant les spectres de nombreuses étoiles de la séquence principale pour laquelle la classification spectrale est déjà connue (Kirkpatrick *et al.* 1991, Allen & Strom 1995). Ces spectres s'étendent sur une grande plage de longueurs d'onde, souvent de 5000 à 8000 \AA , ce qui

autorise une bonne détermination, quelle que soit la température de l'étoile. A partir de leur température et de leur photométrie visible, il est possible de remonter à la masse et l'âge de ces étoiles, informations très importantes pour la compréhension de ces objets.

Par ailleurs, ces spectres permettent de mesurer avec précision la largeur équivalente des raies en émission, sous réserve que celles-ci ne soient pas trop faibles. En effet, on peut en général mesurer des largeurs équivalentes jusqu'à 20 fois plus petites que la résolution spectrale effective; avec une résolution comme celle que nous allons utiliser, toute raie ayant une largeur équivalente supérieure à 0.5 Å pourra être facilement détectée. Parfois, il arrive aussi que plusieurs raies soient tellement proches qu'elles ne puissent plus être séparées. Dans ce cas, on ne peut que mesurer la largeur équivalente de l'ensemble du système, sans déterminer les intensités relatives des différentes composantes; c'est le cas par exemple du doublet [S II] à 6725 Å. Par chance, le risque de mélange avec une raie voisine est très limité pour toutes les raies que nous étudierons.

La raie que nous utiliserons en priorité sera H α , puisque c'est une des plus intenses et car elle se situe dans un domaine spectral où le continu des étoiles de faible masse est assez fort pour être estimé avec précision. Il s'agit, comme nous l'avons déjà dit, du plus ancien critère pour déterminer si une étoile TT est active ou non. Historiquement, la limite entre WTT et CTT a longtemps été fixée à une largeur équivalente de 10 Å (Strom *et al.* 1989, e.g.). On peut cependant penser que cette largeur équivalente ne correspond pas au même niveau d'activité pour une étoile de 1 M_{\odot} et une autre de 0.2 M_{\odot} , puisque le *flux* dans la raie est alors fortement différent. Une telle possibilité était déjà évoquée par Cohen & Kuhi (1979), et a été quantifiée plus récemment par Martín (1998). Comme cet auteur, nous adopterons ici un seuil de 5 Å pour les étoiles de type spectral K, mais nous contenterons d'une seule valeur pour les étoiles M, en l'occurrence 10 Å. Martín suggère un seuil situé vers 20 Å pour les étoiles plus froides que M3, mais la différence est peu importante pour nous: seulement deux étoiles sur les neuf concernées se situent entre les deux limites. De plus, pour tous les objets proches de la limite, la classification sera justifiée par l'emploi de critères additionnels.

Dans certains cas, nous mesurerons également d'autres raies de la série de Balmer, ainsi que certaines raies interdites, telles que [O I] λ 6300 ou le doublet [S II] $\lambda\lambda$ 6716, 31, qui sont accessibles avec les spectres que nous avons obtenus et révèlent une forte activité TT.

Mentionnons enfin une complication importante dans l'étude des spectres des TT. Celles-ci souffrent, nous l'avons déjà dit, d'importants excès d'émission dans le continuum, spécialement dans la partie visible de leur spectre. La conséquence directe de cet excès est que les raies spectrales, qu'elles soient en émission ou en absorption, apparaissent moins marquées qu'elles ne le sont intrinsèquement. La conséquence prin-

cipale de cet effet dans notre cas est que les largeurs équivalentes de raies d'émission sont sous-estimées, et que les températures effectives sont au contraire surestimées. Pour atténuer ce problème, il convient d'employer des spectres à beaucoup plus haute résolution ($R \gtrsim 10000$). En l'absence de telles données, nous ferons l'approximation que l'impact de ces excès de continuum est négligeable pour l'ensemble des étoiles de notre échantillon.

IV.1.2 Photométrie infrarouge

Comme nous l'avons déjà dit, la lumière observée dans le proche IR est une superposition de l'émission photosphérique et de l'échauffement du disque circumstellaire sous l'effet de l'accrétion et de l'illumination de l'étoile. Des études systématiques d'étoiles TT ont permis de réaliser que la photométrie dans trois filtres situés entre 1 et $2\mu\text{m}$ permettait, dans certains cas, de s'assurer de la présence d'un disque circumstellaire. En effet, ces disques, qu'ils accrètent activement de la matière ou qu'ils se contentent de ré-émettre la lumière qui leur vient de l'étoile centrale, émettent de façon non négligeables à ces longueurs d'onde.

Plusieurs méthodes sont couramment utilisées à cet effet, qui peuvent être classées en deux grandes catégories: les diagrammes couleur-couleur, et la comparaison directe entre la photométrie observée pour une TT et celle d'une photosphère. Des critères utilisant la photométrie dans la bande K ou l'indice de couleur $H - K$ ont été utilisés par Strom *et al.* (1989) et Hartigan *et al.* (1994) pour décider du statut des TT du Taureau, et nous utiliserons directement leurs résultats pour compléter nos critères spectroscopiques.

La figure IV.1 illustre la méthode des diagrammes couleur-couleur. Il s'agit d'un diagramme où $J - H$ est tracé en fonction de $H - K$. La position des étoiles de la SP et des géantes est bien connue dans ce diagramme, ainsi que la direction du déplacement introduit par l'effet d'extinction. Si une étoile se trouve entre les deux flèches dans un tel diagramme, elle peut donc être interprétée comme une étoile de la SP subissant une certaine extinction. Par ailleurs, la position intrinsèque des CTT dans ce diagramme est décrit par une simple droite, qui s'écarte notablement des autres courbes. Une étoile se trouvant dans la zone grisée peut donc être considérée comme une CTT dont la lumière est partiellement atténuée le long de la ligne de visée. Placer les étoiles dans un tel diagramme permet donc, en théorie, de décider si une étoile est bien une CTT.

L'utilisation, quand cela est possible, de la photométrie des étoiles à $3\mu\text{m}$ (filtre L), $5\mu\text{m}$ (M) ou $10\mu\text{m}$ (N) donne des critères de décision beaucoup plus nets car l'émission d'un disque circumstellaire est encore plus importante qu'à plus courte longueur d'onde. Edwards *et al.* (1994) ont ainsi montré que toutes les étoiles considérées comme CTT

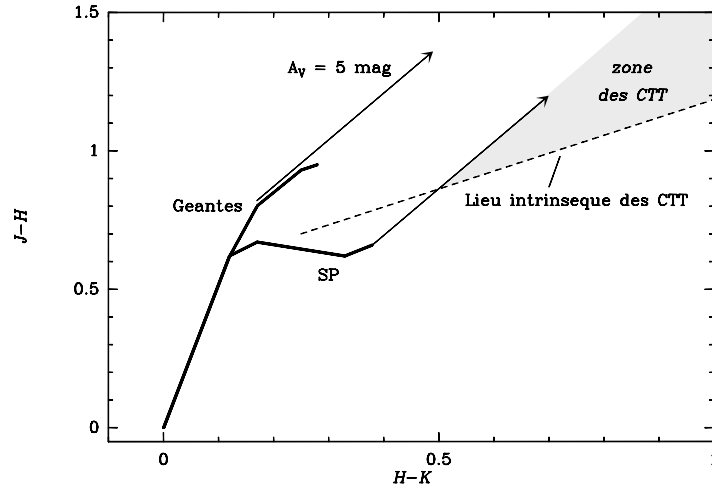


Figure IV.1: Diagramme couleur-couleur dans le proche IR, avec les lieux attendus, après correction pour l'extinction, des étoiles de la SP, des géantes, et des CTT (selon Meyer *et al.* 1997 pour ces dernières). Des vecteurs indiquent la direction correspondant à l'extinction interstellaire pour une valeur typique. La zone grisée est celle où se trouvent les CTT qui subissent une extinction le long de la ligne de visée. Par contre, les CTT ne peuvent en aucun cas apparaître sous la ligne en tirets dans ce diagramme.

ont un indice de couleur $K - L > 0^m.4$, alors que pour les étoiles WTT, $K - L \lesssim 0^m.1$. Cette méthode est beaucoup plus puissante pour distinguer les étoiles ayant un disque des autres, mais elle est malheureusement assez délicate à mettre en place, en raison du nombre limité d'instruments utilisables et de la forte émission thermique du ciel à ces longueurs d'onde. De même, l'utilisation de la photométrie obtenue dans l'infrarouge thermique, entre 10 et 100 μm , par les satellites d'observations ISO et IRAS permet une détection indiscutable de l'excès associé au disque d'accrétion.

IV.2 L'échantillon étudié

Maintenant que nous savons quelles méthodes employer et les critères qui leur sont associés, il reste à sélectionner un échantillon représentatif. En effet, comme pour la recherche systématique de binaires, nos conclusions seront basées sur des arguments statistiques qui imposent que les sources soient bien choisies pour minimiser tout risque de biais de sélection.

Pour cela, nous allons travailler dans une seule région de formation de façon à être certains que les étoiles se sont formées à peu près en même temps et, c'est important,

dans les mêmes conditions physiques. Pour maximiser la taille de l'échantillon, *nous nous concentrerons sur la zone de formation du Taureau*, la plus étudiée à l'heure actuelle.

Une liste à peu près complète¹ de toutes les binaires du Taureau a été présentée par Mathieu (1994) et remise à jour par Ménard & Bertout (1999). Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, le nombre de systèmes multiples dans cette zone est extrêmement élevé, et les observer tous représente une tâche gigantesque. De plus, à moins d'utiliser des instruments très spécifiques, il est impossible d'aller étudier celles dont la séparation est inférieure à 1'', résolution typique des télescopes sous de bonnes conditions atmosphériques. Dans un premier temps, nous ne considérerons donc que les binaires larges; nous reviendrons sur le cas des binaires plus serrées dans la section IV.7.

Si l'on exclut les trois paires qui sont probablement non liées physiquement (HO Tau, DS Tau et HP Tau G2/G3), la liste de Ménard & Bertout contient 24 binaires dans l'intervalle de séparation 0''.89–10'', soit *des séparations projetées comprises entre 125 et 1400 UA*. Nous incluons par ailleurs la binaire large GG Tau–GG Tau/c, dont la séparation est de 10''.3 selon Leinert *et al.* (1993); en effet, l'incertitude sur cette valeur est telle qu'il est possible que la séparation soit en réalité inférieure à 10''. Parmi ces 25 binaires, nous en avons observé 16 en spectroscopie visible, nous permettant de décider la nature de chaque étoile considérée: CTT ou WTT. Tous les détails associés à l'analyse de ces données seront fournis dans la section IV.3. Pour toutes les autres binaires, nous avons eu recours aux résultats de Hartigan *et al.* (1994) et Prato & Simon (1997). Seul le cas de HV Tau n'est pas traité dans ces travaux, mais de récentes observations par Woitas & Leinert (1998) et Monin & Bouvier (2000) nous permettent de conclure sans hésitation sur le statut des deux composantes. Tous ces résultats additionnels seront décrits dans la section IV.4.

Parmi ces 25 binaires, certains systèmes sont en réalité triples, voire quadruples. En effet, un nombre important des étoiles concernées possède un compagnon non-résolu, c'est-à-dire ayant une séparation inférieure à 1''. De plus, à l'intérieur même de notre échantillon, deux systèmes multiples sont présents: UX Tau et GG Tau. Nous choisirons pour le reste de cette étude de décomposer ces systèmes en deux binaires indépendantes. Par ailleurs, les compagnons non résolus seront négligés dans toute notre étude.

Enfin, nous nommerons systématiquement "primaire" l'étoile la plus massive du système. Lorsque la spectroscopie des composantes n'est pas connue, le primaire sera choisi comme étant l'objet le plus brillant dans les filtres *V* et/ou *R*. Nous reviendrons

¹Cette liste est complète en ce qui concerne les binaires de séparation plus large que 1'', pour lesquelles l'imagerie traditionnelle est suffisante, mais certaines binaires très serrées ont été découvertes depuis, et d'autres viendront sans doute s'y ajouter dans le futur.

sur le cas un peu particulier de HV Tau plus loin; il s'agit du seul cas dans notre échantillon où l'objet le plus massif n'est probablement pas le plus brillant dans le visible.

Pour l'échantillon que nous venons de décrire, notre démarche comportera deux étapes: tout d'abord, nous déterminerons quelles étoiles ont un disque circumstellaire (étoiles CTT opposées aux WTT), puis nous essaierons de comparer l'ampleur du phénomène d'accrétion à l'intérieur des systèmes binaires contenant des CTT.

IV.3 Observations spectroscopiques et leur analyse

IV.3.1 Observations et réduction

Les observations qui vont être décrites ici ont été obtenues au TCFH, à Hawaii. L'instrument utilisé était SIS pour les observations de décembre 1995, et son successeur OSIS pour celles de novembre 1996. La résolution spectrale était de l'ordre de 10 \AA dans toutes les données, légèrement variable avec la taille de la fente utilisée. Le domaine de longueur d'onde étudié s'étend de 4000 à $7800\text{-}8000 \text{ \AA}$, selon les périodes d'observations. La totalité des spectres obtenus et de leur analyse ont été publiés dans Monin *et al.* (1998) et Duchêne *et al.* (1999).

Dans toutes les observations, la résolution spatiale, c'est-à-dire dans la direction perpendiculaire à celle du spectre, était comprise entre $0''.6$ et $0''.8$, ce qui nous a permis de résoudre toutes les binaires de l'échantillon. La méthode utilisée pour séparer les deux spectres est la suivante: pour chaque longueur d'onde, une coupe spatiale du spectre a été obtenue, sur laquelle deux gaussiennes ont été ajustées en imposant qu'elles aient la même largeur puisque les conditions d'observations sont *a priori* les mêmes pour les deux étoiles (voir la figure IV.2 pour un exemple).

Pour les binaires assez larges, typiquement avec une séparation supérieure à $1''.0$, les deux pics correspondant aux deux étoiles sont clairement visibles, et l'ajustement des deux gaussiennes fonctionne sans difficulté, comme le prouve les différences de forme entre les spectres de primaires et des secondaires. Par contre, pour les deux binaires les plus serrées (UY Aur et FX Tau), la séparation est à peine plus large que la résolution des images, d'autant que ces objets ont malheureusement été observés dans des conditions atmosphériques un peu moins bonnes que les autres. Parfois, lorsque le rapport de flux devient trop grand, l'ajustement ne parvient plus à distinguer les deux étoiles, et place tout le flux dans le primaire et rien dans le secondaire. Cela se traduit dans les spectres par un "décrochement" dans le spectre du secondaire. En modifiant légèrement les paramètres initiaux de l'ajustement, il a généralement été possible de séparer tout de même les deux spectres dans leur totalité.

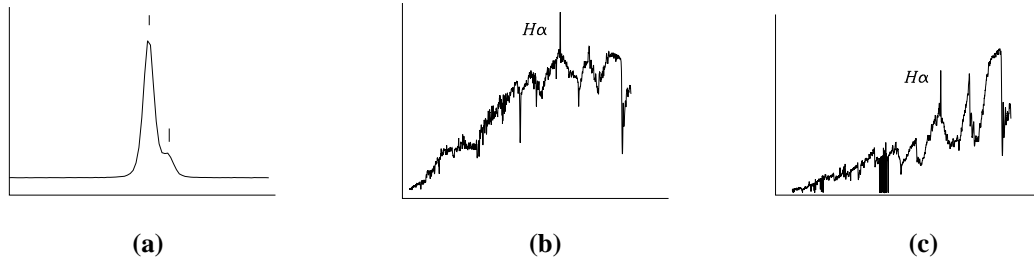


Figure IV.2: Illustration de l'extraction des spectres des deux composantes de LkCa7. **(a)** Coupe spatiale du spectre de la binaire. On voit nettement le pic du secondaire, à droite du primaire. La séparation de la binaire est de $1''.1$, et le secondaire est environ 2^m0 plus faible que le primaire. Malgré tout, il est encore clairement visible dans cette coupe. **(b)** et **(c)** Spectres du primaire et du secondaire, respectivement. Dans ce dernier, une bande du spectre, vers le milieu, est de très mauvaise qualité, car l'ajustement n'a pas fonctionné correctement. On remarque la forme très différente des deux spectres, malgré la faible séparation de la binaire.

Toutefois, dans le cas de FX Tau, seule la partie du spectre située entre 6400 et 7700 Å a pu être obtenue avec confiance, l'ajustement ne convergeant jamais aux longueurs d'onde plus courtes. Fort heureusement, cela nous permet tout de même d'estimer le type spectral et de mesurer la largeur équivalente de la raie H α . Des tentatives de déconvolution ont également été entreprises en utilisant le primaire d'une binaire de grande séparation comme référence. Malheureusement, cette méthode n'a pas donné de résultats probants.

IV.3.2 Des types spectraux aux masses?

Comme nous l'avons déjà dit, le premier résultat obtenu par la spectroscopie est le type spectral des étoiles considérées. La comparaison avec les spectres standards a été effectuée visuellement, en considérant simultanément des raies métalliques telles que Ca I $\lambda\lambda 6122, 62$ ou Na I $\lambda\lambda 6350, 80$ et des bandes d'absorption moléculaire: CaH $\lambda\lambda 6350, 80$ et $\lambda\lambda 6750-7050$ pour les étoiles K et les nombreuses bandes de TiO pour les étoiles M. Les types spectraux K8 et K9 attribués à certaines étoiles sont en fait le résultat de l'interpolation entre les standards K7 et M0, bien que la différence entre ces deux derniers types spectraux soit relativement limitée.

Même sans utiliser de critère quantitatif sur la profondeur des raies, on obtient une très bonne précision sur le type spectral, de l'ordre de 1 sous-classe pour les étoiles K et de seulement 0.5 sous-classe pour les étoiles M. L'erreur correspondante sur la

température, $\sigma(\log T_{\text{eff}}) \lesssim 0.02$, est en fait inférieure aux incertitudes systématiques de calibration de la relation type spectral-température. La relation que nous avons adoptée ici est celle tabulée par Kenyon & Hartmann (1995) pour les étoiles plus chaudes que M0, et l'ajustement proposé par Luhman & Rieke (1998) pour les étoiles plus froides que cette limite. Il semble en effet préférable pour ces dernières de ne pas adopter les températures effectives déterminées pour les étoiles de la SP, sans doute en raison de la gravité de surface plus faibles des TT.

Il n'a pas été possible de déterminer le type spectral de quatre des 31 étoiles observées:

- le rapport signal à bruit dans le spectre de GK Tau B est trop faible pour faire apparaître des structures d'origine photosphérique;
- le type spectral de GG Tau/c B est plus tardif que M5.5, limite au-delà de laquelle tous les traceurs que nous utilisons deviennent quasiment insensibles à la température;
- les spectres de HN Tau A et RW Aur A ne présentent aucune raie en absorption, mais simplement un spectre continu surmonté de nombreuses et intenses raies en émission.

Pour les étoiles de la SP, la connaissance de la température effective est *a priori* suffisante pour estimer la masse des objets considérés. Pour les étoiles plus jeunes, les choses sont plus compliquées, car température évolue sensiblement durant leur évolution. Pour estimer la masse d'une étoile TT, ainsi que son âge, il est nécessaire de placer celle-ci dans un diagramme de HR, dans lequel la position des étoiles PSP est assez bien connue théoriquement.

Nous disposons déjà de la température effective de nos objets, il nous reste donc à remonter à leur luminosité. Il faut tout d'abord obtenir le flux des étoiles dans un filtre. Il est bien sûr possible de rechercher dans la littérature la photométrie intégrée sur l'ensemble du système, puis utiliser le rapport de flux mesuré dans nos spectres pour retrouver les contributions de chacune des étoiles. Cependant, la variabilité des étoiles TT rend cette approche incertaine. Plus directement, on peut retrouver le flux réel des étoiles à partir de nos observations, en multipliant le spectre observé par les courbes de transmission des filtres usuels. Etant donnée l'extension de nos spectres, cela peut-être fait pour les bandes V et R_c . Nous estimons que la photométrie que nous obtenons n'est précise qu'à 0^m.1 près, incertitude qui tient également compte de la perte de flux à travers la fente qui peut varier légèrement d'un objet à l'autre.

Il faut ensuite estimer l'extinction sur la ligne de visée, de façon à déterminer la luminosité intrinsèque de l'objet. Pour cela, on compare l'indice de couleur $V - R_c$

mesuré à celui attendu pour une étoile de même type spectral sur la SP. Connaissant la loi d'extinction, et supposant que tout l'excès de couleur est dû à l'extinction, il est assez simple de remonter à la valeur de celle-ci. En supposant une loi d'extinction du type de celle déterminée par Rieke & Lebofsky (1985), on obtient l'expression suivante:

$$(V - R)^{obs} - (V - R)_o^{phot} = E(V - R) = 0.252 A_V$$

Enfin, pour transformer le flux “dérouté” dans un filtre (par exemple $V_0 = V - A_V$) en une luminosité totale, donc intégrée sur toutes les longueurs d'onde, on doit utiliser une correction bolométrique $CB_V = M_{bol} - M_V$. Cette quantité est tabulée pour les étoiles de la SP, et ne dépend que du type spectral. Les incertitudes sur $(V - R)_o^{phot}$ et CB_V sont directement dérivées de celle estimée sur le type spectral. Le facteur 0.252 dans l'équation ci-dessus est responsable d'une incertitude importante sur l'estimation de A_V . Notons au passage qu'il convient également de prendre en compte la distance de l'étoile pour transformer sa magnitude apparente en magnitude absolue. Comme dans le chapitre III, une distance de 140 pc est supposée pour la zone de formation du Taureau.

L'ensemble de cette étude ne peut pas être menée pour les étoiles pour lesquelles le type spectral n'a pas pu être estimé, ni pour FX Tau, pour laquelle nous ne pouvons estimer la photométrie.

Table IV.1: Ensemble des résultats fournis par la spectroscopie: de la photométrie et la classification spectrale jusqu'à la masse et l'âge des objets, obtenus en plaçant les étoiles dans un diagramme HR. La seconde ligne pour chaque étoile indique l'incertitude associée à la grandeur considérée. Pour la masse et l'âge, ne sont indiquées que les valeurs *indicatives* du tracé évolutif et de l'isochrone le plus proche de la position de l'étoile. Par ailleurs, certaines étoiles se trouvent hors des isochrones utilisés; dans ce cas, on n'a pas d'estimation de la masse et une simple limite inférieure ou supérieure pour l'âge.

objet	V	R_c	T.S.	$(V - R)_0$	CB_V	$E(V - R)$	A_V	V_0	M_{V_0}	M_{bol}	$\log L[L_\odot]$	$\log T_{eff}$	$M [M_\odot]$	âge
HBC 356	13 ^m 06 0 ^m 1	12 ^m 41 0 ^m 1	K3	0 ^m 58 0 ^m 05	-0 ^m 50 0 ^m 06	0 ^m 07 0 ^m 15	0 ^m 28 0 ^m 61	12 ^m 78 0 ^m 53	7 ^m 05 0 ^m 55	6 ^m 55 0 ^m 52	-0.72 0.21	3.675 0.020		> 30 10 ⁶
HBC 357	13 ^m 11 0 ^m 1	12 ^m 45 0 ^m 1	K3	0 ^m 58 0 ^m 05	-0 ^m 50 0 ^m 06	0 ^m 08 0 ^m 15	0 ^m 32 0 ^m 61	12 ^m 79 0 ^m 53	7 ^m 06 0 ^m 55	6 ^m 56 0 ^m 52	-0.72 0.21	3.675 0.020		> 30 10 ⁶
HBC 358 A	14 ^m 92 0 ^m 1	13 ^m 93 0 ^m 1	M5	1 ^m 50 0 ^m 15	-3 ^m 29 0 ^m 4	-0 ^m 51 0 ^m 42	-2 ^m 02 1 ^m 68	14 ^m 92 0 ^m 77	9 ^m 19 0 ^m 79	5 ^m 90 0 ^m 55	-0.46 0.22	3.478 0.015		< 1 10 ⁶
HBC 358 B	15 ^m 21 0 ^m 1	14 ^m 24 0 ^m 1	M5.5	1 ^m 75 0 ^m 25	-3 ^m 82 0 ^m 5	-0 ^m 78 0 ^m 52	-3 ^m 10 2 ^m 06	15 ^m 21 1 ^m 11	9 ^m 48 1 ^m 12	5 ^m 66 0 ^m 72	-0.36 0.29	3.466 0.015		< 1 10 ⁶
LkCa 7 A	12 ^m 43 0 ^m 1	11 ^m 41 0 ^m 1	K9	0 ^m 94 0 ^m 02	-1 ^m 14 0 ^m 1	0 ^m 08 0 ^m 17	0 ^m 32 0 ^m 69	12 ^m 11 0 ^m 50	6 ^m 38 0 ^m 52	5 ^m 24 0 ^m 52	-0.20 0.21	3.593 0.010	0.6	1-3 10 ⁶
LkCa 7 B	14 ^m 41 0 ^m 1	13 ^m 24 0 ^m 1	M5	1 ^m 50 0 ^m 15	-3 ^m 29 0 ^m 4	-0 ^m 33 0 ^m 42	-1 ^m 31 1 ^m 68	14 ^m 41 0 ^m 77	8 ^m 68 0 ^m 79	5 ^m 39 0 ^m 55	-0.26 0.22	3.478 0.015		< 1 10 ⁶
J 4872 A	16 ^m 40 0 ^m 1	15 ^m 12 0 ^m 1	K9	0 ^m 89 0 ^m 02	-1 ^m 14 0 ^m 1	0 ^m 39 0 ^m 17	1 ^m 55 0 ^m 69	14 ^m 85 0 ^m 53	9 ^m 12 0 ^m 55	7 ^m 98 0 ^m 52	-1.29 0.21	3.593 0.010		> 30 10 ⁶
J 4872 B	18 ^m 05 0 ^m 1	16 ^m 59 0 ^m 1	M1	0 ^m 94 0 ^m 02	-1 ^m 43 0 ^m 1	0 ^m 52 0 ^m 17	2 ^m 06 0 ^m 69	15 ^m 99 0 ^m 50	10 ^m 26 0 ^m 52	8 ^m 83 0 ^m 52	-1.63 0.21	3.566 0.010		> 30 10 ⁶
GG Tau/c A	16 ^m 62 0 ^m 1	15 ^m 27 0 ^m 1	M5	1 ^m 50 0 ^m 15	-3 ^m 29 0 ^m 4	-0 ^m 15 0 ^m 42	-0 ^m 60 1 ^m 68	16 ^m 62 0 ^m 77	10 ^m 89 0 ^m 79	7 ^m 60 0 ^m 55	-1.14 0.22	3.478 0.015	0.1	3 10 ⁶
GK Tau A	12 ^m 22 0 ^m 1	11 ^m 22 0 ^m 1	K7	0 ^m 84 0 ^m 03	-0 ^m 92 0 ^m 1	0 ^m 16 0 ^m 17	0 ^m 63 0 ^m 69	11 ^m 59 0 ^m 51	5 ^m 86 0 ^m 53	4 ^m 94 0 ^m 52	-0.08 0.21	3.609 0.010	0.8	3 10 ⁶
IT Tau A	15 ^m 00 0 ^m 1	13 ^m 76 0 ^m 1	K3	0 ^m 58 0 ^m 05	-0 ^m 50 0 ^m 06	0 ^m 66 0 ^m 15	2 ^m 62 0 ^m 61	12 ^m 38 0 ^m 53	6 ^m 65 0 ^m 55	6 ^m 15 0 ^m 52	-0.56 0.21	3.675 0.020		> 30 10 ⁶
IT Tau B	18 ^m 61 0 ^m 1	16 ^m 90 0 ^m 1	M4	1 ^m 23 0 ^m 10	-2 ^m 56 0 ^m 3	0 ^m 48 0 ^m 33	1 ^m 90 1 ^m 32	16 ^m 71 0 ^m 63	10 ^m 98 0 ^m 65	8 ^m 42 0 ^m 53	-1.47 0.21	3.502 0.015	0.1-0.2	10 10 ⁶

Table IV.1 (*suite*)

objet	V	R_c	T.S.	$(V-R)_0$	CB_V	$E(V-R)$	A_V	V_0	M_{V_0}	M_{bol}	$\log L [L_\odot]$	$\log T_{eff}$	$M [M_\odot]$	âge (ans)
UY Aur A	12 ^m 85	11 ^m 68	K7	0 ^m 84	−0 ^m 92	0 ^m 33	1 ^m 31	11 ^m 54	5 ^m 81	4 ^m 89	−0.06	3.609	0.8	3–5 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 03	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 51	0 ^m 53	0 ^m 52	0.21	0.010		
UY Aur B	15 ^m 58	14 ^m 18	M2	0 ^m 98	−1 ^m 64	0 ^m 42	1 ^m 67	13 ^m 91	8 ^m 18	6 ^m 54	−0.72	3.546	0.3–0.4	3–5 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 15	0 ^m 21	0 ^m 82	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		
RW Aur B	13 ^m 59	12 ^m 88	K5	0 ^m 73	−0 ^m 72	−0 ^m 02	−0 ^m 08	13 ^m 59	7 ^m 86	7 ^m 14	−0.96	3.638		> 30 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 05	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 53	0 ^m 55	0 ^m 52	0.21	0.020		
UX Tau A	11 ^m 39	10 ^m 69	K4	0 ^m 65	−0 ^m 55	0 ^m 05	0 ^m 20	11 ^m 19	5 ^m 46	4 ^m 91	−0.06	3.662	1.2	10 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 05	0 ^m 06	0 ^m 15	0 ^m 61	0 ^m 53	0 ^m 55	0 ^m 52	0.21	0.020		
UX Tau B	13 ^m 83	12 ^m 84	M2	0 ^m 98	−1 ^m 64	0 ^m 01	0 ^m 04	13 ^m 79	8 ^m 06	6 ^m 42	−0.67	3.546	0.3–0.4	3 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 15	0 ^m 21	0 ^m 82	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		
UX Tau C	15 ^m 36	14 ^m 56	M3	1 ^m 10	−2 ^m 03	−0 ^m 30	−1 ^m 19	15 ^m 36	9 ^m 63	7 ^m 99	−1.30	3.524	0.2	10 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 06	0 ^m 2	0 ^m 24	0 ^m 97	0 ^m 55	0 ^m 57	0 ^m 52	0.21	0.010		
DK Tau A	14 ^m 03	12 ^m 78	K9	0 ^m 89	−1 ^m 14	0 ^m 36	1 ^m 43	12 ^m 60	6 ^m 87	5 ^m 73	−0.39	3.593	0.6	3–5 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		
DK Tau B	15 ^m 73	14 ^m 37	M1	0 ^m 94	−1 ^m 43	0 ^m 42	1 ^m 67	14 ^m 06	8 ^m 33	6 ^m 90	−0.86	3.566	0.4–0.5	10 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 05	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 53	0 ^m 55	0 ^m 52	0.21	0.010		
HK Tau A	15 ^m 53	14 ^m 12	M1	0 ^m 94	−1 ^m 43	0 ^m 47	1 ^m 87	13 ^m 66	7 ^m 93	6 ^m 50	−0.70	3.566	0.4–0.5	5 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		
HK Tau B	18 ^m 13	16 ^m 80	M2	0 ^m 98	−1 ^m 64	0 ^m 35	1 ^m 39	16 ^m 74	11 ^m 01	9 ^m 37	−1.85	3.546		> 30 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 15	0 ^m 21	0 ^m 82	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		
HN Tau B	18 ^m 22	16 ^m 94	M4.5	1 ^m 36	−2 ^m 92	−0 ^m 08	−0 ^m 32	18 ^m 22	12 ^m 49	9 ^m 57	−1.93	3.490	0.1	10–30 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 12	0 ^m 35	0 ^m 38	1 ^m 50	0 ^m 69	0 ^m 71	0 ^m 54	0.22	0.015		
Haro 6-37 A	13 ^m 68	12 ^m 46	K8	0 ^m 86	−1 ^m 03	0 ^m 36	1 ^m 43	12 ^m 25	6 ^m 52	5 ^m 49	−0.30	3.601	0.6	3 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		
Haro 6-37 B	15 ^m 09	13 ^m 65	M0	0 ^m 91	−1 ^m 25	0 ^m 53	2 ^m 10	12 ^m 99	7 ^m 26	6 ^m 01	−0.50	3.585	0.6	5 10 ⁶
	0 ^m 1	0 ^m 1		0 ^m 02	0 ^m 1	0 ^m 17	0 ^m 69	0 ^m 50	0 ^m 52	0 ^m 52	0.21	0.010		

L'ensemble des résultats ainsi obtenus est présenté dans le tableau IV.1. Dans certains cas, l'extinction que nous avons estimée est négative, ce qui n'est bien sûr pas réaliste. Comme il semble y à voir un effet systématique (toutes les étoiles plus froides que M4 montrent cette tendance), on peut penser qu'il est dû à un décalage systématique entre la table de couleur des TT et des étoiles de la SP dans ce domaine. Pour ces étoiles, nous avons supposé que l'extinction était négligeable ($A_V = 0^m0$), ce qui signifie que les luminosités que nous obtenons sont en réalité des limites inférieures.

A titre de vérification, dix étoiles de notre échantillon ont été également étudiées par Hartigan *et al.* (1994); les types spectraux que nous avons estimés sont en bon accord avec leurs résultats, sauf pour DK Tau B, qui serait une étoile K7 selon Hartigan *et al.*. Nos estimations des types spectraux et des luminosités sont en bon accord avec les leurs, même si on observe une légère tendance dans les luminosités: nos estimations de $\log L$ sont inférieures à celles de Hartigan *et al.* par 0.25 en moyenne. Il apparaît que l'effet est d'autant plus marqué que l'on regarde les types spectraux les plus tardifs, suggérant que l'origine de ce problème est la sous-estimation de A_V dont nous venons de parler. Cependant, la différence entre les deux études ne dépasse jamais 2σ . Il semble donc que notre étude permette une estimation raisonnable des propriétés individuelles des étoiles considérées.

Si l'on souhaite maintenant remonter à la masse et l'âge de ces objets, il faut les placer dans un diagramme HR et comparer leur position aux tracés évolutifs d'étoiles PSP. Pour cela, nous avons utilisé les tracés de Siess *et al.* (2000), pour des masses allant de 0.1 à $1.5 M_\odot$ et des âges compris entre un et trente millions d'années. Nos sources sont comparés à ces tracés dans la figure IV.3. Les propriétés des TT changent relativement vite avec la masse et l'âge dans cette zone du diagramme HR, et une erreur d'une sous-classe sur le type spectral peut par exemple modifier sa masse de 1.0 à $1.2 M_\odot$ ou de trois à dix millions d'années. Ces propriétés sont toutefois estimées avec une précision raisonnable par cette méthode.

Rappelons également que notre raisonnement néglige certaines sources d'erreurs qui ne sont peut-être pas toutes aussi faibles qu'on pourrait le souhaiter. La classification absolue des étoiles servant de standards pour les types spectraux n'est probablement pas connue à mieux que 1 sous-classe près, par exemple. De plus, la loi d'extinction n'est pas déterminée individuellement, et il n'est pas évident qu'elle soit la même pour toutes les étoiles. Enfin, des écarts assez grands apparaissent entre différents jeux de tracés évolutifs théoriques, ce qui complique encore l'analyse de tels diagrammes. Les groupes travaillant sur le sujet font actuellement de gros efforts pour que les modèles s'accordent entre eux, mais il reste encore du chemin à parcourir, notamment pour les étoiles de plus faible masse, ainsi que sur l'échelle absolue de température effective. Enfin, nous n'avons pas tenu compte du fait qu'une grande partie des étoiles considérées

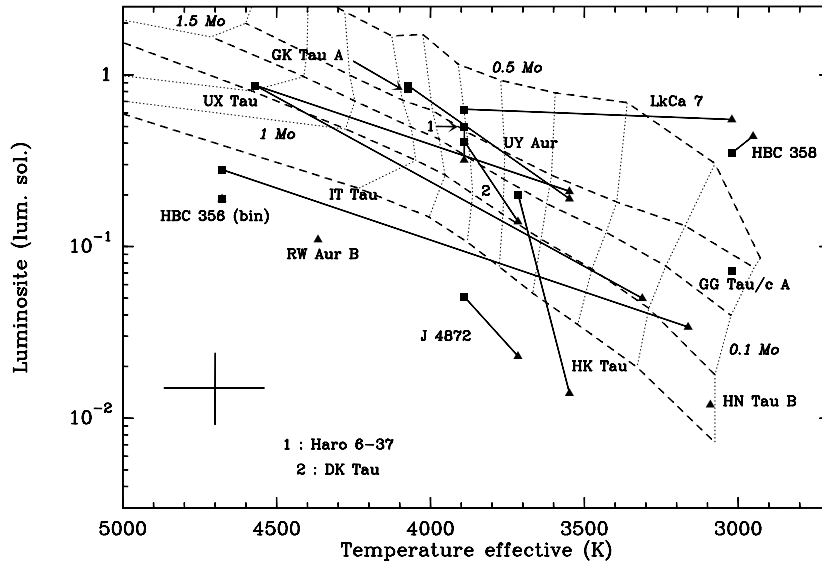


Figure IV.3: Diagramme HR des sources que nous avons observées en spectroscopie dans le Taureau. Les carrés pleins représentent les primaires, les triangles les secondaires. Les tracés évolutifs de Siess *et al.* (2000) sont également indiqués pour comparaison. Les courbes en tirets représentent les isochrones à 1, 3, 5, 10 et 30 millions d’années de haut en bas. Les courbes en points sont les tracés évolutifs pour des masses de 0.1 (à droite), 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0, 1.2 et $1.5 M_{\odot}$ (tout en haut), respectivement; certaines masses sont indiquées en italique pour se repérer. L’incertitude représentée en bas à gauche est une estimation moyenne.

sont elles-même des binaires serrées, ce qui a toutes les chances de fausser sensiblement leur température et surtout leur luminosité.

D’après la figure IV.3, les âges des étoiles considérées s’étalent de moins d’un million d’années à plus de trente millions d’années; les masses sont comprises entre 0.1 et $1.2 M_{\odot}$. Une dizaine d’étoiles dans notre échantillon apparaissent trop jeunes ou trop âgées pour que l’on puisse estimer leur masse et leur âge. Il est tout à fait possible que certaines étoiles de la zone de formation du Taureau soient âgées de moins d’un million d’années, mais il semble par contre assez improbable qu’il y ait autant de “vieilles” étoiles. Une confrontation de la photométrie que nous avons obtenue avec des données de la littérature (Kenyon & Hartmann 1995) révèle que nos résultats sont tous en accord avec les données passées à mieux que $0^m.5$, ce qui suggère que le problème trouve son origine ailleurs. Toutefois, J 4872 est apparu plus de $3^m.5$ plus faible que ce qui avait mesuré précédemment, ce qui explique que ce système paraissent aussi évolué dans notre analyse.

A titre de vérification de nos résultats, mentionnons le fait que les masses des deux composantes de UY Aur sont respectivement ~ 0.8 et $\sim 0.35 M_{\odot}$ d'après la figure IV.3. La masse totale de ce système est donc en bon accord avec la masse dynamique déterminée par Duvert *et al.* (1998) sur la base de mesures interférométriques en ondes radio, puisque leur estimation était $M_A + M_B \approx 1.2 M_{\odot}$.

On n'observe pas de tendance systématique en ce qui concerne les âges des composantes d'un même système. Dans certains cas, comme UY Aur ou Haro 6-37, les deux étoiles semblent contemporaines; à l'opposé, LkCa 7 semble avoir un primaire plus âgé que le secondaire alors que c'est l'inverse pour HK Tau. Toutefois, dans la plupart des cas, les incertitudes permettent de rendre compte des différences d'âge observées, ce qui signifie que nos données sont compatibles avec la conclusion de Hartigan *et al.* (1994), selon laquelle la plupart des systèmes binaires du Taureau rassemblent des étoiles formées simultanément. Une conclusion similaire a également été obtenue par White (2000).

Bien que limitée par des incertitudes non-négligeables, cette démarche nous a donc permis de remonter aux propriétés fondamentales (masse et âge) des étoiles comprises dans notre échantillon. Nous allons maintenant en venir au principal but de notre étude, à savoir l'étude de l'accrétion dans ces systèmes binaires, en commençant par la question suivante: parmi les étoiles de notre échantillon, lesquelles possèdent un disque circumstellaire?

IV.3.3 CTT et WTT

L'objectif de cette section est de décider, pour chaque étoile, si nous avons affaire à une CTT ou une WTT. Pour cela, comme nous l'avons expliqué plus haut, la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ en émission sera notre premier critère, mais dans quelques cas potentiellement litigieux, nous ajouterons quelques considérations supplémentaires, comme les raies interdites ou l'excès IR.

Traitions d'abord les cas les plus simples: toutes les composantes des systèmes GG Tau/c, GK Tau, IT Tau, UY Aur, RW Aur, DK Tau, HK Tau, HN Tau et Haro 6-37 sont manifestement des étoiles CTT, étant données leurs raies $H\alpha$ très intenses, possédant même, le plus souvent, des raies interdites en émission et de forts excès dans l'IR. A l'inverse, les composantes de HBC 356-357, HBC 358, LkCa 7 et J 4872 semblent être de bons exemples d'étoiles WTT, avec une raie $H\alpha$ assez faible selon le critère que nous avons choisi précédemment, aucune autre raie en émission et pas d'excès IR significatif.

Pour UX Tau, qui est un système triple¹, les composantes B et C semblent également

¹Il s'agit en fait d'un système quadruple si on tient compte du nouveau compagnon de UX Tau B

étoile	T.S.	(H α) [Å]	L(H α) [W.m ⁻²]	type	étoile	T.S.	W_λ (H α) [Å]	L(H α) [W.m ⁻²]	type
HBC 356	K3	0.4	$1.10 \cdot 10^{-17}$	WTT	IT Tau A	K3	22	$1.02 \cdot 10^{-15}$	CTT
HBC 357	K3	0.4	$1.09 \cdot 10^{-17}$	WTT	IT Tau B	M4	147	$2.19 \cdot 10^{-16}$	CTT
HBC 358 A	M5	10	$5.47 \cdot 10^{-17}$	WTT	UY Aur A	K7	86	$1.00 \cdot 10^{-14}$	CTT
HBC 358 B	M5	6.7	$2.75 \cdot 10^{-17}$	WTT	UY Aur B	M2	69	$1.06 \cdot 10^{-15}$	CTT
LkCa 7 A	K9	2.5	$1.77 \cdot 10^{-16}$	WTT	RW Aur A	?e	76	$2.12 \cdot 10^{-14}$	CTT
LkCa 7 B	M4	5.6	$5.78 \cdot 10^{-17}$	WTT	RW Aur B	K5	43	$6.18 \cdot 10^{-16}$	CTT
J 4872 A	K9	0.8	$4.71 \cdot 10^{-18}$	WTT	DK Tau A	K9	31	$1.44 \cdot 10^{-15}$	CTT
J 4872 B	M1	4.2	$9.39 \cdot 10^{-18}$	WTT	DK Tau B	M1	118	$1.52 \cdot 10^{-15}$	CTT
FX Tau A	M1	13	–	CTT	HK Tau A	M1	50	$9.42 \cdot 10^{-16}$	CTT
FX Tau B	M4	1.0	–	WTT	HK Tau B	M2	12.5	$1.39 \cdot 10^{-17}$	CTT
GG Tau/c A	M5	22	$3.50 \cdot 10^{-17}$	CTT	HN Tau A	?e	230	$2.31 \cdot 10^{-15}$	CTT
GG Tau/c B	>M5.5	19	$3.08 \cdot 10^{-18}$	CTT	HN Tau B	M4.5	65	$2.23 \cdot 10^{-17}$	CTT
GK Tau A	K7	35	$3.74 \cdot 10^{-15}$	CTT	Harō 6-37 A	K8	19.5	$1.22 \cdot 10^{-15}$	CTT
GK Tau B	–	45	$1.07 \cdot 10^{-16}$	CTT	Harō 6-37 B	M0	195	$6.74 \cdot 10^{-15}$	CTT
UX Tau A	K4	9.5	$1.19 \cdot 10^{-15}$	CTT					
UX Tau B	M2	4.5	$6.92 \cdot 10^{-17}$	WTT					
UX Tau C	M3	8.5	$2.60 \cdot 10^{-17}$	WTT					

Table IV.2: Classification spectrale, largeur équivalente et luminosité de la raie H α en émission, et type d'étoile TT pour toutes les étoiles de notre échantillon spectroscopique.

être des WTT. Par contre, l'émission H α de l'étoile primaire suffit à la classer comme CTT du fait de son type spectral assez chaud (largeur équivalente de 9.5 Å pour un type spectral K4). Cette classification est renforcée par un excès assez fort à 10 μ m (Skrutskie *et al.* 1990).

Enfin, le cas de FX Tau est peut-être le plus délicat, du fait de la couverture spectrale limitée fournie par nos spectres. La précision sur les types spectraux est d'ailleurs moins bonne que pour les autres objets, de l'ordre de 2 sous-classes. Grâce à la présence de la raie H α , cependant, on peut estimer que FX Tau B est une WTT. À l'opposé, FX Tau A semble plutôt être une CTT, d'autant que des excès IR significatifs à 2 μ m et 10 μ m sont également présents (Strom *et al.* 1989, Skrutskie *et al.* 1990).

Sans rentrer complètement dans la discussion, on constate déjà dans le tableau IV.2 que, le plus souvent, les binaires rassemblent entre elles des étoiles de même type: deux étoiles CTT ou deux WTT. Par contre, lorsque l'on s'intéresse aux largeurs équivalentes de la raie H α , on peut voir que la composante possédant la plus grande largeur équivalente semble être indifféremment le primaire ou le secondaire. Nous détaillerons plus ces tendances dans la section IV.5, une fois que nous aurons pris dans la littérature les résultats nécessaires pour compléter l'échantillon considéré.

présenté dans le chapitre III.

étoile	T.S.	$W_\lambda(\text{H}\alpha)$ [Å]	$L(\text{H}\alpha)$ [W.m ⁻²]	type	étoile	T.S.	$W_\lambda(\text{H}\alpha)$ [Å]	$L(\text{H}\alpha)$ [W.m ⁻²]	type
HBC 352	G8	3	$2.57 \cdot 10^{-16}$	WTT ¹	V 710 Tau N	M1	89	$4.54 \cdot 10^{-15}$	CTT ¹
HBC 353	K0	2	$1.14 \cdot 10^{-16}$	WTT ¹	V 710 Tau S	M3	11	$5.45 \cdot 10^{-16}$	WTT ¹
HBC 355	K0	0	0	WTT ¹	UZ Tau E	M2	41	$1.17 \cdot 10^{-15}$	CTT ¹
HBC 354	K2	0	0	WTT ¹	UZ Tau W	M3	79	$2.94 \cdot 10^{-15}$	CTT ¹
HBC 360	M3	10	$8.06 \cdot 10^{-17}$	WTT ¹	GG Tau	M0	56	$9.49 \cdot 10^{-15}$	CTT ¹
HBC 361	M3	8	$5.77 \cdot 10^{-17}$	WTT ¹	GG Tau/c	M4	83	$3.25 \cdot 10^{-16}$	CTT ¹
Haro 6-10 A	–	–	–	CTT ²	CoKu Tau/3 A	–	–	–	CTT ²
Haro 6-10 B	–	–	–	CTT ²	CoKu Tau/3 B	–	–	–	CTT ²
HV Tau C	M0	15	$1.45 \cdot 10^{-17}$	CTT ³					
HV Tau AB	M2	4.5	$5.58 \cdot 10^{-17}$	WTT ⁴					

Table IV.3: Les types d'étoiles TT obtenus à partir de la littérature. Références: ¹ Hartigan *et al.* (1994); ² Prato & Simon (1997); ³ Magazzú & Martín (1994); ⁴ Woitas & Leinert (1998).

IV.4 Résultats tirés de la littérature

Pour compléter l'échantillon que nous considérons ici, nous avons recherché dans la littérature des résultats concernant les binaires que nous n'avons pas observées en spectroscopie. Ces systèmes sont beaucoup plus larges que celles que nous avons observées ou contiennent un compagnon trop faible pour obtenir son spectre visible. Ces informations sont rassemblées dans le tableau IV.3.

Pour la plupart d'entre elles, toutes les informations nécessaires sont présentées dans Hartigan *et al.* (1994): type spectral, largeur équivalente $\text{H}\alpha$ et estimation de l'excès IR. Les deux derniers indicateurs sont en accord pour tous les objets considérés. Pour deux binaires, Haro 6-10 et CoKu Tau/3, nous utilisons les résultats de Prato & Simon (1997), qui ont mesuré les indices de couleur $K - L$ de chacune des composantes, qui sont toutes fortement en excès par rapport aux valeurs attendues pour des étoiles de la SP.

La dernière binaire qui n'ait pas encore été discutée est HV Tau. Il s'agit en réalité d'un système triple: une binaire très serrée où les deux étoiles ont des flux comparables, associée à un tertiaire bien moins lumineux situé à environ $4''$. Nous considérerons ici le système central comme non résolu, étant donnée sa faible séparation ($0''.074$, Simon *et al.* 1996). Cohen & Kuhl (1979) lui ont attribué un type spectral M2 et une largeur équivalente $\text{H}\alpha$ de 4.5 \AA . Cette mesure a été confirmée plus récemment par Martín *et al.* (1994). On a donc affaire à une WTT. A l'opposé, le compagnon a révélé une assez forte raie $\text{H}\alpha$, avec une largeur équivalente de l'ordre de 15 \AA (Magazzú & Martín 1994). De plus, de fortes raies interdites sont détectées en émission, ce qui indique une forte activité de perte de masse. Un débat a eu lieu pour savoir si le compagnon est réellement une étoile (Woitas & Leinert 1998) ou un choc dans un

jet lancé par une des deux autres étoiles (Magazzú & Martín 1994). Ce débat est maintenant terminé, puisque de récentes images obtenues par Monin & Bouvier (2000) ont montré qu’il s’agit en fait d’une étoile possédant un disque circumstellaire vu par la tranche. De nouvelles images confirmant le statut de cette étoile seront présentées dans le chapitre V. Etant donné la présence du disque et celle des raies en émission, nous classons cette étoile comme CTT. Par ailleurs, il semble que ce soit cette étoile qui soit en réalité la composante la plus massive du système. Cette idée s’appuie à la fois sur le type spectral de l’objet et sur la forme générale de sa distribution spectrale d’énergie (Woitas & Leinert 1998). Sa très faible luminosité serait donc simplement due à la très forte extinction introduite par le disque circumstellaire.

IV.5 Comparaison entre primaires et secondaires

Nous disposons maintenant du matériel nécessaire pour répondre aux questions que nous nous sommes posées au début de ce chapitre. Précisément, nous allons comparer les types de TT des primaires et des secondaires, afin de rechercher une éventuelle corrélation entre eux. Une telle corrélation, si elle existe révélerait un lien assez fort entre l’évolution des deux composantes d’un système. Par ailleurs, nous tenterons de déterminer si l’étoile qui accrète le plus de matière est systématiquement la plus (ou la moins) massive des composantes ou si, au contraire, les rôles peuvent facilement s’inverser. Pour cela, nous utiliserons les mesures de la raie $H\alpha$ que nous avons présentées.

IV.5.1 Simultanéité de l’accrétion sur les deux composantes

Parmi les 25 binaires de l’échantillon, on dénombre treize paires contenant deux CTT, sept systèmes rassemblant deux WTT et cinq systèmes mixtes. En prenant ces nombres au pied de la lettre, on constate déjà que les paires contenant une CTT et une WTT sont relativement rares (environ 20 %), puisqu’on en attendrait plutôt une douzaine si les types de TT étaient choisis de manière aléatoire, comme nous allons le montrer.

Nous commencerons par supposer que les types de TT soient tirés aléatoirement pour le primaire et pour le secondaire. Pour calculer la probabilité de la réalisation observée, nous fixons la distribution des primaires à celle qui est observée: 17 CTT et 8 WTT. D’autre part, nous devons déterminer la probabilité de “tirer” un type CTT ou WTT pour le secondaire. On peut supposer que la proportion d’étoiles CTT dans les secondaires doit être la même que dans l’ensemble de la population d’étoiles TT du Taureau. Une autre alternative consiste à supposer que la distribution observée de secondaires est la distribution intrinsèque. Ces deux estimations sont en fait en assez

bon accord: selon Kenyon & Hartmann (1995), il y aurait seulement un peu plus de CTT que de WTT dans le Taureau, et nos observations indiquent 60 % de secondaires CTT, en bon accord avec leurs résultats.

Avec cette proportion, la probabilité que la distribution observée soit le résultat d'un tirage aléatoire est d'environ 6 %. Si l'on suppose que la proportion d'étoiles CTT que nous avons choisie n'est pas la plus adéquate, on peut essayer de la modifier. Par exemple, cette probabilité tombe à 4 % s'il y a autant de CTT que WTT. En fait, il est facile de montrer que la probabilité de tirage aléatoire est $\leq 6\%$ quelle que soit la fraction de CTT choisie parmi les secondaires. Toujours en utilisant la même proportion de 60 % de CTT, on s'attend à trouver $17 \times 40\% + 8 \times 60\% \sim 11\text{--}12$ paires mixtes, soit près de deux fois plus que nous n'en avons observées.

L'estimation du nombre total de CTT et de WTT dans la zone de formation du Taureau est une question encore ouverte. Il a été proposé par Walter *et al.* (1988) que les WTT sont en réalité beaucoup plus nombreuses que les CTT dans cette région. Cette estimation s'appuie principalement sur le grand nombre de sources détectées en rayons X par *ROSAT*. Nous avons déjà évoqué, dans la section III.2.5, les doutes associés à cette population. Si toutefois nous adoptons la même proportion de CTT que celle proposée par Walter *et al.*, environ 10 %, il devient très improbable de créer des binaires contenant deux CTT en tirant les étoiles au hasard. Quantitativement, la probabilité que nous observions le résultat d'un tirage aléatoire est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$. Le choix que nous avons fait pour le rapport entre CTT et WTT permet une estimation conservatrice de la probabilité de tirage aléatoire.

La démarche que nous venons d'employer peut sembler discutable. Ainsi, nous avons supposé que le type de TT était complètement indépendant de tout autre paramètre. Or, cela n'est pas évident: les étoiles de moins d'un million d'années ont par exemple plus de chance d'être une CTT que des étoiles de dix millions d'années, étant donnée la durée de vie typique d'un disque de TT (Simon & Prato 1995). Or, certaines binaires dans notre échantillon sont des WTT détectées initialement par *ROSAT*; il s'agit donc peut-être d'objets plus âgés que la moyenne. Comme il semble que les composantes d'un même système sont en général contemporaines, étudier un système assez âgé a de bonnes chances de révéler deux WTT. Pour limiter les risques associés à cet appariement non aléatoire, nous pouvons éliminer les paires contenant deux WTT en supposant qu'elles sont toutes les deux assez âgées. Les autres binaires sont manifestement assez jeunes pour posséder un disque, et on ne risque donc pas de biaiser le résultat. On compte alors 13 paires CTT/CTT et cinq paires mixtes, soit une proportion de paires mixtes de l'ordre de 28 %. A nouveau, la probabilité qu'un tirage aléatoire donne la même configuration est $\approx 6\%$. Notons enfin que si on ne considère que les "vraies" binaires, c'est-à-dire celles où aucun autre compagnon n'est connu,

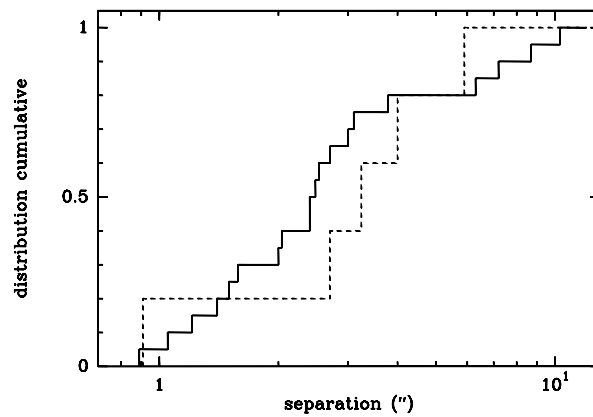


Figure IV.4: Distribution cumulative des binaires mixtes (histogramme en tirets) et appariées (histogramme en continu) en fonction de la séparation. Les deux distributions sont très similaires, étant donné le faible nombre de systèmes mis en jeu.

on aboutit à deux paires mixtes sur un total de 12, soit une proportion de 17 %, très similaires aux autres estimations.

En résumé, il semble donc que les paires mixtes soient relativement rares parmi les binaires séparées de plusieurs centaines d'unités astronomiques; elles ne représenteraient qu'un système sur quatre ou cinq environ. Autrement dit, **le type TT du primaire et celui du secondaire ne sont pas indépendants** mais, au contraire, les deux étoiles sont souvent du même type. Comme nous le verrons dans la section IV.6, cette corrélation est plutôt surprenante, étant donnée la distance assez grande séparant les deux étoiles. La taille de notre échantillon ne permet pas d'exclure que ce résultat ne soit que la conséquence d'une fluctuation statistique, mais il faut noter que Prato & Simon (1997) avaient tiré la même conclusion.

Une des possibilités que nous voulions tester est l'influence de la séparation de la binaire sur l'appariement des étoiles: si l'histoire de l'accrétion au sein de la binaire est régie par un réservoir commun, on pourrait attendre que le lien soit plus fort pour les binaires plus serrées. Pour tester cette hypothèse, nous avons tracé les distribution cumulatives des séparations des binaires dans la figure IV.4. Le nombre de binaires mixtes est trop faible pour mettre clairement en évidence une éventuelle tendance, mais il ne semble pas y avoir de différence entre les distributions de séparations des binaires mixtes et des binaires appariées. Ce résultat fournit une contrainte très intéressante, qui sera utilisée dans la section IV.6.

IV.5.2 Quelle étoile est la plus active?

Les modèles de formation de Bate & Bonnell (1997) prédisent des comportements bien marqués pour l'accrétion depuis un réservoir commun dans les systèmes binaires en fonction du rapport de masse de la binaire et du moment angulaire de la matière. La question à laquelle nous voulons maintenant répondre pour comparer nos observations à ces modèles est la suivante: dans un système binaire, est-ce le primaire ou le secondaire qui accrète le plus?

Les systèmes contenant deux étoiles WTT sont maintenant totalement “passifs”, puisque l'accrétion a cessé sur les deux étoiles. Il n'y a donc pas lieu de se poser la question de l'activité. Ces systèmes ne seront plus considérés dans cette section. Dans les systèmes mixtes, l'étoile CTT est la seule qui soit active; *parmi les cinq paires mixtes, toutes possèdent un primaire CTT.*

Le cas des systèmes comprenant deux CTT est plus intéressant, puisqu'elles sont toutes les deux actives. Il faut donc trouver un moyen de quantifier le taux d'accrétion de chacune des étoiles pour pouvoir les comparer entre elles. La méthode la plus couramment utilisée pour déterminer le taux d'accrétion est celle décrite par Gullbring *et al.* (1998), qui utilise l'excès de luminosité dans le bleu pour tracer le phénomène d'accrétion. Cette méthode utilise surtout la partie bleue du spectre visible des TT, mais celle-ci souffre souvent de faibles rapports signal-à-bruit dans nos données. Il nous faut donc adopter une autre approche.

Plutôt que l'excès dans le continuum, nous allons utiliser la raie $H\alpha$ comme traceur direct de l'accrétion. Précisément, nous allons faire l'hypothèse que *la luminosité d'accrétion est proportionnelle au flux observé dans la raie $H\alpha$* . Il semble maintenant acquis que le flux émis dans cette raie par une TT dans cette raie a une origine double: le phénomène d'accrétion et celui de perte de masse; par contre, les avis divergent encore pour savoir lequel domine. Pour notre problème, cela importe peu puisque les deux phénomènes sont corrélés. Edwards *et al.* (1993) ont montré que la luminosité de la raie $H\alpha$ était corrélée avec l'indice de couleur $K - L$, quantité elle-même fortement liée au taux d'accrétion. Plus récemment, Muzerolle *et al.* (1998a) ont montré que les luminosités des raies $P\alpha\beta$ et $Br\gamma$ étaient remarquablement proportionnelle à la luminosité d'accrétion et qu'elles étaient également bien corrélées avec le taux d'accrétion, bien que cette dernière relation présente une plus grande dispersion. Notre hypothèse semble donc raisonnable, même si elle est sans doute quelque peu réductrice.

Trois ingrédients sont nécessaires pour estimer la luminosité dans la raie $H\alpha$: la largeur équivalente de la raie, le flux dans le continuum voisin et l'extinction le long de la ligne de visée. Nous disposons déjà de la première et la troisième quantité; nous utiliserons le flux en bande R_c , grossièrement centrée sur $H\alpha$, comme mesure

du continuum. L'erreur engendrée par cette approximation ne dépasse pas quelques pourcents et ne modifie donc pas les conclusions. Ces calculs ne concernent pas les deux binaires étudiées par Prato & Simon (1997), pour lesquels nous ne disposons que de photométrie dans l'IR. Le sous-échantillon étudié ici comprend donc 11 binaires. Pour chaque étoile, nous utilisons donc la relation suivante:

$$L(H_\alpha) = 2.04 \cdot 10^{-12} \times \frac{W_\lambda(H_\alpha)}{1 \text{ \AA}} \times 10^{-0.4(R_c - 0.82A_V)} \quad \text{W m}^{-2}$$

Pour les quelques étoiles où nous n'avons pas pu estimer l'extinction car nous n'avions pas obtenu le type spectral, nous supposons que les deux composantes présentent la même extinction (cette hypothèse est partiellement confirmée par la figure IV.6). Hartigan *et al.* (1994) fournissent également les trois grandeurs nécessaires à notre calcul. Les résultats sont présentés dans les tableaux IV.2 et IV.3.

Un problème se pose pour deux étoiles en particulier, à savoir HK Tau B et UY Aur B. En effet, nous savons, par des études indépendantes (Close *et al.* 1998, Stapelfeldt *et al.* 1998), que l'extinction sur la ligne de visée de ces objets est très élevée, et qu'on n'observe pas directement ces étoiles, mais uniquement de la lumière diffusée. Or notre méthode d'analyse nous amène à des estimations de l'extinction très modestes, respectivement 1^m39 et 1^m67 . L'extinction estimée photométriquement est donc fortement sous-estimée pour ces objets, ce qui a pour effet de sous-estimer le flux de ces étoiles. Par conséquent, les luminosités $H\alpha$ indiquées dans le tableau IV.2 pour ces deux objets ne sont que des limites inférieures. De plus, cette constatation soulève des doutes sur l'ensemble de l'étude, puisque des variations systématiques d'extinction pourraient totalement modifier la vision que nous avons de l'accrétion.

La figure IV.5 présente les rapports de flux $H\alpha$ dans toutes les binaires contenant deux CTT. Il semble que *l'étoile qui accrete le soit plus souvent le primaire que le secondaire* dans ce type de systèmes, puisque c'est le cas dans environ trois quarts des binaires considérées. Ce résultat était prévisible sans faire les calculs exacts, puisque les primaires et les secondaires ont des largeurs équivalentes et des extinctions indiscernables. Le primaire étant en général plus brillant, la luminosité dans la raie est naturellement plus forte pour cette composante.

Résumé

Il ressort de cette étude que **le primaire est souvent l'étoile la plus active dans les systèmes ou au moins une des étoiles est encore une CTT**. Cette situation se produit en effet dans 12 des 15 systèmes de ce type. Autrement dit, lorsqu'une étoile a déjà évolué en WTT, c'est toujours le secondaire; lorsque les deux étoiles sont encore actives, la luminosité de la raie $H\alpha$ du primaire est en général plus élevée que celle du

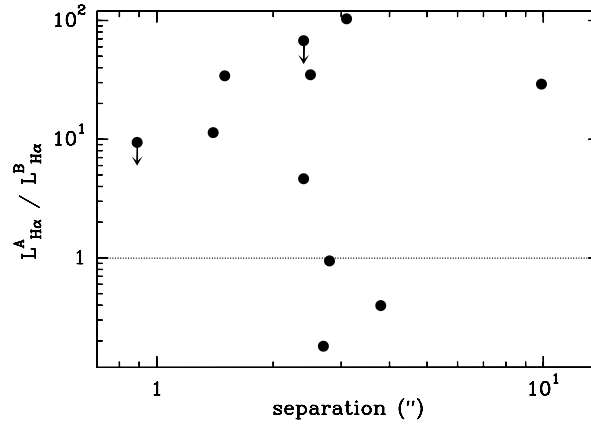


Figure IV.5: Rapport des luminosités H α dans les binaires contenant deux étoiles CTT en fonction de la séparation. Les deux flèches indiquent des limites supérieures liées à la sousestimation de l’extinction pour UY Aur B et HK Tau B. La ligne horizontale en points délimite les deux zones où l’une des deux composantes domine l’autre.

secondaire.

Par ailleurs, puisque nous avons supposé que $L(\text{H}\alpha) \propto \frac{\dot{M}M_\star}{R_\star}$, et comme que le rapport M_\star/R_\star ne varie pas beaucoup d’une étoile à l’autre¹, il faut en conclure que **le taux d’accrétion sur le primaire est généralement plus élevé que celui sur le secondaire** dans les binaires contenant deux CTT.

IV.6 Les modèles prévoient-ils nos observations?

IV.6.1 Accrétion simultanée sur les deux composantes

Le premier résultat de notre étude est la relative rareté des systèmes mixtes, qui contiennent une WTT et une CTT. Il semble que les systèmes où un seul des deux disques circumstellaires est déjà dissipé sont peu fréquents. On peut interpréter cela en supposant que les deux disques disparaissent à peu près simultanément, puisque la transition entre la phase où le disque est optiquement épais, donc encore fortement actif, et celle où il est devenu optiquement mince est extrêmement rapide. Elle se produit en effet en moins de 10^5 années (Simon & Prato 1995). Autrement dit, le phénomène d’accrétion s’arrête de façon très brutale.

¹Le rayon d’une étoile TT augmente en effet avec sa masse. D’après les modèles de Baraffe *et al.* (1998), le rapport M_\star/R_\star ne diffère que d’un facteur 4 entre des étoiles de 0.1 et 1 M_\odot à deux millions d’années.

Par ailleurs, Strom *et al.* (1989) ont montré que la durée de vie d'un disque circumstellaire autour d'une étoile TT pouvait être très différente d'un objet à l'autre: de moins de $2 \cdot 10^4$ jusqu'à 10^7 années. Si on considère deux étoiles au hasard parmi les TT du Taureau, on a donc de bonnes chances de trouver une étoile ayant encore son disque et une autre l'ayant déjà perdu. En fait, il s'agit exactement du même raisonnement que nous avons fait dans la section IV.5.1. Le fait que nous observions assez peu de systèmes mixtes indique donc que **les deux disques circumstellaires présentent une activité qui s'interrompt en même temps**, comme si chaque étoile savait ce qui se passe pour son compagnon. Deux explications sont possibles, que nous allons tenter de séparer: soit le processus de formation aboutit à une situation initiale où les durées de vie des deux disques sont fixées à des valeurs très proches, soit les deux étoiles subissent un processus évolutif commun. Le fait que les systèmes mixtes aient tous un primaire CTT indique de plus que le disque qui disparaît en premier est systématiquement celui entourant la composante la moins massive.

Quels sont les paramètres qui déterminent de la durée de vie d'un disque? A cette question, apparemment simple, la réponse est assez complexe. La masse du disque et sa taille initiale sont probablement des facteurs essentiels. Le taux d'accrétion, qui décroît avec l'âge de l'étoile (Calvet *et al.* 2000, e.g.), ne peut pas être considéré en tant que tel comme un paramètre pertinent. La viscosité à l'intérieur du disque, par contre, a un effet direct sur la durée de vie du disque. En effet, le temps dynamique visqueux est $t_{visq} \sim R^2/\nu$, où ν est le coefficient de viscosité et R le rayon du disque. Aucun de ces paramètres n'est connu avec précision, sans parler de leur possible évolution temporelle.

Calvet *et al.* (2000) ont montré que des hypothèses raisonnables permettaient de dériver la relation $\nu \propto R$ à l'intérieur d'un disque, et donc $t_{visq} \propto R$. Cela signifie que *plus un disque est grand au départ, plus il durera longtemps*, quelle que soit sa masse. Or, dans les systèmes binaires, la présence d'un compagnon à quelques centaines d'UA limite la taille possible pour un disque circumstellaire. Artymowicz & Lubow (1994) ont montré que les effets de résonnance gravitationnelle avec la binaire limitaient l'extension des disques à 20–40 % de la séparation de la binaire. Lorsque les deux étoiles ont des masses différentes, *le primaire a un disque plus grand, car son puits de potentiel est plus profond*. On s'attend donc à ce que le primaire garde son disque circumstellaire plus longtemps que son compagnon. Ce résultat est en accord qualitatif avec nos observations puisque les paires mixtes ont un primaire CTT, mais il n'est pas évident que les détails s'accordent bien. En effet, nos observations ont concerné des binaires dont le rapport de masse typique est $q \sim 0.5$. Or, ce rapport de masse est tel que les tailles des deux disques, et donc leurs durées de vie, sont déjà sensiblement différentes. On s'attendrait donc à un nombre de paires mixtes plus élevé que celui qui est observé.

De plus, les disques étant initialement tronqués et limités par une barrière de potentiel assez forte, il est probable que les hypothèses effectuées dans les calculs de Calvet *et al.* soient prises en défaut. En effet, le système étoile+disque ne peut certainement pas être considéré comme isolé lorsqu'il est en présence d'un compagnon.

Enfin, la troncation des disques raccourcit leur temps dynamique visqueux, qui peut alors devenir beaucoup plus court que l'âge des systèmes. Dans ce cas, il est nécessaire de réalimenter les disques en matière pour les maintenir "en vie" suffisamment longtemps. Ceci nous amène au deuxième scénario, où les deux composantes d'une binaire évoluent simultanément car elles sont influencées par un phénomène extérieur. Cette possibilité a d'abord été suggérée par Prato & Simon (1997). Grossièrement, on aurait affaire à deux étoiles, chacune ayant son petit disque circumstellaire, entourées par un vaste réservoir de matière, qu'il soit sous forme d'un disque circumbinaire ou d'une enveloppe en effondrement. De ce réservoir, la matière tombe vers les disques circumstellaires, puis est accrétée sur les étoiles. Si la durée de vie intrinsèque des disques circumstellaires est très courte en raison de leur taille limitée, il est naturel que les deux disques disparaissent quasiment en même temps: dès que le réservoir est vide, les deux disques finissent de se vider rapidement et les deux étoiles passent de CTT à WTT à peu près en même temps.

Pour des séparations plus petites, typiquement inférieures à ~ 100 UA, la formation d'un réservoir circumbinaire est assuré en raison des résonnances gravitationnelles avec la binaire centrale, comme nous l'avons déjà vu. De plus, les disques sont alors suffisamment petits pour que leurs temps d'évolution dynamique soit fortement réduits. Ce genre de raisonnement peut donc s'appliquer aux binaires observées par Prato & Simon (1997), qui sont pour la plupart plus serrées que celles étudiées ici. Pour notre échantillon, par contre, il n'est pas du tout évident que ces réservoirs existent. En effet, malgré de nombreuses campagnes d'observations, les disques circumbinaires connus à l'heure actuelle dans des systèmes ayant des séparations $\gtrsim 30$ UA sont au nombre très limité de deux: GG Tau et UY Aur¹. Il semble peu probable que notre échantillon comporte de nombreux disques dans ce genre. Le réservoir extérieur de matière serait donc plutôt sous la forme d'une enveloppe commune, qui serait vraisemblablement le reste du cœur moléculaire qui s'est effondré pour former les deux étoiles. Du fait de leur taille qui atteint ou dépasse 1000 UA, ces enveloppes sont difficiles à détecter car elles présentent une densité de colonne très limitée.

Une première approche pour vérifier l'existence d'une enveloppe commune consiste à comparer les extinctions le long de la ligne de visée du primaire et du secondaire. Ceci peut être fait pour les binaires que nous avons observées, ainsi que celle étudiées par

¹La plus large de ces deux binaires, UY Aur, est aussi la plus *serrée* de notre échantillon!

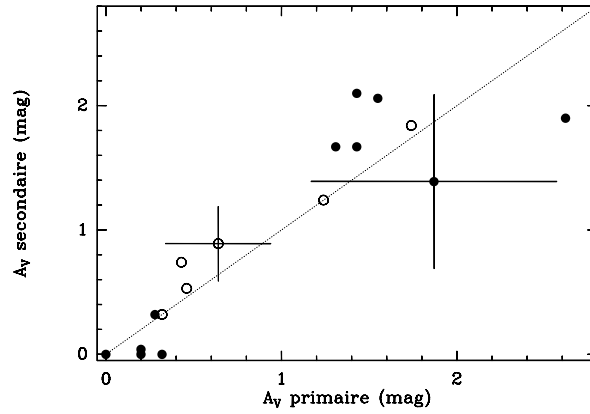


Figure IV.6: Comparaison des extinctions sur le primaire et le secondaire à partir de l'échantillon que nous avons observé en spectroscopie (cercles pleins), ainsi que ceux étudiés par Hartigan *et al.* (1994) (cercles vides). Les incertitudes typiques des deux études sont également représentées.

Hartigan *et al.* (1994). La comparaison entre primaires et secondaires est présentée dans la figure IV.6, où l'on constate qu'il y a une bonne corrélation entre les extinctions des composantes d'un même système. Une conclusion similaire a été obtenue par Brandner & Zinnecker (1997) pour des systèmes plus serrés de l'hémisphère austral. Ce résultat est naturel si on a affaire à une enveloppe commune aux deux étoiles, mais il est au moins aussi probable que cela soit dû au fait que les deux étoiles sont enfouies aussi profondément l'une que l'autre dans le nuage moléculaire du Taureau. L'interprétation de cette figure est encore compliquée par le fait que HK Tau et UY Aur suivent à peu près la corrélation, alors qu'elles ne le devraient pas. Ce dernier point signifie que la photométrie en large bande n'est probablement pas la méthode la plus sûre pour estimer l'extinction des TT.

D'autres approches plus aptes à identifier des enveloppes froides et étendues, comme la cartographie dans le domaine radio, n'ont pas révélé d'enveloppe de la taille que nous recherchons autour des binaires considérées. Il semble donc peu probable que de vastes réservoirs de matière soient présent autour des binaires larges que nous avons étudié ici. A l'inverse, l'explication basée sur une taille plus grande du disque *circumprimaire* semble en accord avec les observations, même si de grosses incertitudes pèsent encore sur ce modèle.

IV.6.2 Accrétion préférentiellement sur le primaire

Nous avons déjà vu que la forte activité du primaire était vraisemblablement liée à un taux d'accrétion plus élevé sur celui-ci, ce qui est compatible avec les modèles actuels, comme nous allons le voir. Malheureusement, cela ne reflète pas vraiment un accord entre théorie et observations, mais plutôt la grande variété des conclusions théoriques possibles quand on change les données initiales. Nous avons déjà rencontré ce genre de problème dans le chapitre III à propos de la formation des systèmes binaires.

Ainsi, Bate & Bonnell (1997) ont choisi comme but explicite de déterminer laquelle des deux étoiles reçoit le plus matière durant la phase d'accrétion. Or il apparaît que la réponse à cette question dépend fortement du moment angulaire de la matière contenue dans le cœur moléculaire. Si celui-ci est faible, la matière tombe presque en chute libre vers le centre de masse du système. Comme celui-ci est plus proche de l'étoile la plus massive, c'est le primaire qui accrète le plus de matière. À l'inverse, quand le moment angulaire est élevé, la matière tombe d'abord dans un disque circumbinaire dans lequel elle spirale vers l'intérieur sous l'effet de la viscosité. Les particules peuvent ensuite, dans certaines conditions favorables, franchir la position de la résonance qui est responsable de la troncation du disque (Artymowicz & Lubow 1996). Dans ce cas, c'est le secondaire qui accrète le plus de matière, tout simplement car il est plus proche du bord interne du disque que ne l'est le primaire. Si l'on s'en tient à ces simulations, on est donc amené à conclure que la matière initialement située dans l'enveloppe entourant la binaire possède un moment angulaire faible; cette conclusion est à rapprocher du fait qu'on ne connaît que très peu de disques circumbinaires. Pour être plus précis, disons que le moment angulaire spécifique du secondaire semble être, dans la plupart des binaires, supérieur à celui de la matière environnante.

Il faut cependant émettre plusieurs réserves à ce raisonnement. Tout d'abord, les tendances indiquées par Bate & Bonnell (1997) sont nettement marquées seulement pour les petits rapports de masse, typiquement $q \lesssim 0.25$. Au-dessus de cette valeur, de petits changements dans les conditions physiques du système, comme l'introduction d'excentricité dans l'orbite de la binaire, peuvent outrepasser l'effet dû aux masses des objets. La plupart des binaires que nous observées, pourtant, se classent dans cette seconde catégorie, ce qui affaiblit le raisonnement précédent. D'autre part, l'accrétion de la matière en provenance de l'enveloppe circumbinaire ne se fait pas directement sur l'étoile, mais *via* un disque circumstellaire. Cela est vrai même pour de très faibles valeurs du moment angulaire spécifique de la matière, ainsi que le montre les simulations de Bate & Bonnell. Or le fait que beaucoup de matière aille vers le disque circumprimaire n'implique pas nécessairement que cette étoile a un taux d'accrétion plus élevé que son voisin. Ces différentes remarques font que nos observations ne permettent pas

de tirer de conclusion quant au moment angulaire initial du cœur moléculaire.

Si les enveloppes circumbinaires sont effectivement rares, cela signifie que les deux étoiles évoluent indépendamment depuis leur formation, et que les temps caractéristiques d'évolution des deux disques circumstellaires doivent être à peu près les mêmes. Dans ce cadre, pourquoi le primaire aurait-il un taux d'accrétion plus élevé que son compagnon? Une explication possible est fournie par White (2000) qui trouve une corrélation significative entre la masse des étoiles TT isolées et leur taux d'accrétion. Si cette relation est également valide dans les systèmes multiples, il est naturel que le taux d'accrétion sur le primaire soit plus élevé. Cependant, on ignore l'origine de cette corrélation, ce qui signifie que nous n'avons toujours pas identifié l'origine physique du phénomène.

Une autre explication possible est de supposer, puisque l'étoile la plus massive possède un disque plus grand, que ce dernier est également plus massif. Dans ce cas, puisque la durée de vie t_{disq} des deux disques est à peu près la même, il est naturel que le taux d'accrétion moyen $\langle \dot{M} \rangle \sim M_{disq}/t_{disq}$ soit plus élevé sur le primaire. Toutefois, si le primaire a un disque plus massif et présente un taux d'accrétion plus élevé, pourquoi les deux effets se compenseraient-ils presque exactement pour donner un même temps de vie au deux disques? D'autre part, un taux d'accrétion *moyen* plus élevé ne signifie pas que cette même tendance sera vérifiée tout au long de la phase TT.

IV.7 Les développements envisageables

IV.7.1 Résumé de l'étude

Nous avons obtenu des tendances observationnelles assez nettes dans la zone de formation du Taureau: les binaires ayant des séparations comprises entre 125 et 1400 UA sont constituées de deux étoiles qui sont, le plus souvent, du même type (CTT ou WTT). Cela semble signifier que les disques circumstellaires disparaissent quasiment simultanément sur les deux étoiles. Par ailleurs, il apparaît que le primaire est très souvent l'étoile possédant le taux d'accrétion le plus élevé, et que c'est toujours le secondaire qui devient une WTT en premier.

Nous n'avons malheureusement pas pu identifier de scénario qui permette d'expliquer des résultats et qui soit confirmé indépendamment par d'autres observations. Cette tendance pourrait en effet traduire l'établissement de conditions initiales très spéciales où les deux disques, qui évolueraient tout à fait indépendamment, auraient des temps de vie similaires. À l'inverse, si les deux disques sont en fait alimentés par un réservoir commun sur une échelle de temps de l'ordre de un million d'années, on peut expliquer

la corrélation observée. Toutefois, l'existence de tels réservoirs n'est pas clairement établie à l'heure actuelle.

IV.7.2 Etapes à venir

La première approche consiste à étudier d'autres zones de formation pour voir si les tendances observées sont générales ou, au contraire, spécifiques à la population étudiée. Brandner & Zinnecker (1997) ont obtenu des spectres pour une quinzaine de binaires ayant des séparations comprises entre 90 et 250 UA, et situées dans les zones de formation de l'hémisphère sud (Caméléon, Loup et ρ Ophiuchus). En se basant uniquement sur le type spectral et la largeur équivalente de la raie $H\alpha$, on peut classer les étoiles comme CTT ou WTT. Il apparaît que près de la moitié des binaires sont des systèmes mixtes, et que pour celles-ci, le primaire est aussi souvent une CTT qu'une WTT. Ces résultats sont en bon accord avec les attentes d'un tirage aléatoire du type de celui que nous avons décrit plus haut. Il semble donc que le Taureau soit physiquement différent de ces zones, ce qui brouille encore un peu plus les cartes. Geoffray & Monin (1999) ont obtenu des résultats similaires en utilisant la photométrie dans le proche IR de binaires plus serrées dans les mêmes zones de formation.

Il est aussi impératif d'observer des binaires possédant des rapports de masse plus extrêmes. En effet, tous les modèles s'accordent à dire que c'est dans ces situations que les tendances prévues seront les plus marquées. Malheureusement, hormis une ou deux exceptions possibles, aucune binaire de ce type n'est connue dans la zone de formation du Taureau. Il sera donc difficile de mener à bien une étude statistique dans cette région. Par contre, en observant les binaires de ρ Ophiuchus, il sera peut-être possible de découvrir une population assez grande de binaires "extrêmes", si on en croît les rapports de flux dans cette région (voir la discussion de la section III.2.2).

Enfin, une direction essentielle à poursuivre est d'aller étudier les binaires plus serrées, que ce soit dans le Taureau ou ailleurs. En effet, les binaires ayant des séparations de moins de 100 UA sont dans le domaine où on attend la formation d'un disque circumbinaire relativement massif. Les effets de remplissage des disques internes par le réservoir extérieur pourraient donc devenir très importants, ce qui permettrait de décider si, oui ou non, ce phénomène a lieu. Cette étude a déjà commencé: Prato & Simon (1997) ont obtenu de la photométrie KL résolue pour des binaires du Taureau ayant des séparations aussi petites que 50 UA. Leur résultat, semblable à celui que nous venons d'obtenir, est que les composantes de systèmes binaires ne sont pas apparées aléatoirement mais, au contraire, possèdent toutes deux le même type TT. Nous avons également entamé une étude photométrique JHK des binaires serrées du Taureau (Monin *et al.* 2000, en préparation). Ce type d'étude pourra être poussé jusqu'à

des séparations encore plus petites en utilisant les télescopes de la gamme 8–10 m. Par ailleurs, Hartigan (2000) ont récemment obtenu des spectres visibles de binaires du Taureau avec des séparations comprises entre 15 et 140 UA en utilisant le TSH. Il s’agit là, à n’en pas douter, d’un précurseur d’importantes études à venir.

Enfin, d’un point de vue plus théorique, il est important d’obtenir des prédictions sur l’évolution des systèmes binaires dont l’orbite du secondaire n’est pas dans le plan des disques. Dans les cas de HK Tau et HV Tau, l’estimation directe de l’inclinaison permet d’avancer qu’il est très improbable que le système soit coplanaire (Stapelfeldt *et al.* 1998, Monin & Bouvier 2000). Dans cette situation, l’interaction du compagnon sur les différents disques (circumstellaire et circumbinaire) est certainement beaucoup plus complexe, mais aucune simulation n’a été menée dans ce cadre. La seule chose qui ait été établie est que cette configuration entraîne une déformation du disque circumstellaire et l’excitation d’ondes de densité susceptible d’augmenter significativement le taux de d’accrétion sur l’étoile (Terquem 1998). Qualitativement, cet effet pourrait être à l’origine de la tendance que nous avons observée, mais il doit encore être testé de façon quantitative.

Chapitre V

Observations directes de disques dans des binaires

Sommaire

V.1 Objectifs et outils observationnels	145
V.2 Modélisation de la diffusion	153
V.3 Nouvelle modélisation de l’anneau de GG Tau	156
V.4 UY Aur: un disque très tourmenté	166
V.5 Disques circumstellaires	178

V.1 Objectifs et outils observationnels

V.1.1 Cadre général

L’objet de nombreuses études à l’heure actuelle est de déterminer la structure et la composition des disques circumstellaires, que ce soit autour des TT ou d’objets plus jeunes ou au contraire plus âgés, comme β Pic. L’intérêt sous-jacent de cette étude est la formation des planètes, puisque les différents modèles de formation de ces corps sont très sensibles à la structure en température et en densité du disque.

De plus, étudier l’évolution dans le temps de ces propriétés, en comparant plusieurs étapes de l’évolution stellaire, est extrêmement important afin de déterminer l’échelle de temps sur laquelle les planètes peuvent se former. Plus précisément, même s’il est tentant d’imaginer qu’il existe une séquence évolutive qui fait le lien entre les disques des TT et notre système solaire, *via* un disque du type de celui de β Pic, aucune preuve définitive de son existence n’a été apportée jusqu’à présent.

Quelques disques de poussière ont déjà été détectées autour d'étoiles peu âgées, mais ayant déjà atteint la SP. La comparaison d'images obtenues (en lumière diffusée) dans le proche IR et dans l'IR thermique révèle que les anneaux entourant HR 4796 A et HD 141569 A sont essentiellement composés de grains ayant une taille de plusieurs microns (Koerner *et al.* 1998a, Augereau *et al.* 1999b, Schneider *et al.* 1999, Augereau *et al.* 1999a), beaucoup plus grande que les particules du milieu interstellaire. De plus, dans le cas de HR 4796 A, il semblerait que la proportion en masse de la poussière dans le disque soit beaucoup plus élevée que dans le milieu interstellaire. L'âge de ces systèmes, environ dix millions d'années semblent les placer entre les TT et β Pic, qui est âgée de vingt à trente millions d'années. Plus récemment, un disque a également été détecté autour d'une TT apparemment très âgée, TW Hya (dix à vingt millions d'années), qui pourrait aider à compléter cette séquence (Krist *et al.* 2000).

Parmi les questions en suspens, mentionnons le temps caractéristique pour que le disque initial devienne optiquement mince, le processus exact qui fait disparaître l'essentiel de la masse du disque, ou l'évolution de la taille des grains, de $1\,\mu\text{m}$ jusqu'à des planétésimaux et notamment l'échelle de temps caractéristique de cette évolution. Cette liste n'est bien sûr pas exhaustive. Pour tenter d'apporter une pierre à ce jeune édifice, nous allons ici nous concentrer sur la phase TT de cette évolution. Qui plus est, nous nous placerons dans le cadre des systèmes binaires, où des effets supplémentaires introduits par la présence d'un compagnon sont susceptibles de jouer un rôle important. Dans ce chapitre, de nouvelles observations de la plupart des systèmes déjà connus vont être présentées et décrites en détails. De plus, un travail de modélisation a commencé sur la base de ces données, et nous présenterons ici les premiers résultats qui résultent de cette approche.

Parmi les informations qui doivent être déterminées, la masse et la structure géométrique du disque sont évidemment essentielles. Cela englobe son extension radiale et son épaisseur, ainsi que son évasement. D'autre part, la structure en densité et en température de la matière dans le disque est extrêmement importante pour son évolution. Enfin, la nature même des grains de poussières qui le constituent est inconnue. S'agit-il de silicates ou de grains carbonés? Les grains sont-ils plutôt "gros" ($1\,\mu\text{m}$ de diamètre et plus) ou petits? On sait que le milieu interstellaire contient surtout des petits grains. Qu'en est-il des nuages moléculaires qui vont s'effondrer pour former des étoiles? Nous n'en avons aucune idée à l'heure actuelle. Qui plus est, à un moment donné dans le processus de formation de planètes, les grains s'assemblent pour former des complexes de plus en plus gros, et l'échelle de temps sur laquelle se déroule ce processus reste à déterminer. Les résultats de Throop *et al.* (1998) suggèrent que les disques vus "en négatif" dans la nébuleuse d'Orion contiennent majoritairement des grains assez gros, de l'ordre de $10\,\mu\text{m}$, bien qu'ils soient très jeunes. S'agit-il d'une propriété très générale

des objets de cet âge ou, au contraire, une conséquence de l'environnement très particulier de cette région de formation, dominée par des étoiles très massives? Voilà une des questions à laquelle nous aimerions pouvoir répondre.

Pour décrire complètement la structure du disque, l'idéal est de résoudre complètement le disque, des plus petites aux plus grandes échelles, et d'utiliser plusieurs traceurs observationnels: un pour la température, un autre pour la densité, un troisième pour la taille et les propriétés optiques des grains de poussière. Malheureusement, tout cela est hors de notre portée directe actuellement, et les meilleures images que nous pouvons obtenir ne résolvent que partiellement le disque. De plus, elles sont généralement sensibles à plusieurs paramètres simultanément, comme nous le verrons plus tard.

V.1.2 Paramétrisation du disque

Afin de décrire les disques que nous observerons, nous allons tout d'abord adopter des relations paramétriques simples pour toutes les grandeurs qui nous intéressent. Parmi les paramètres essentiels de notre description, on compte les rayons interne R_i et externe R_o , ainsi que la masse du disque M_d . Pour ce qui concerne les grandeurs dépendant de la position, comme la densité ou la température, nous adopterons un système de coordonnées cylindriques (r, z, ϕ) . De plus, **nous supposons que le système est axisymétrique**, c'est-à-dire qu'aucune quantité de notre problème ne dépendra de la variable d'espace ϕ . Nous supposons également que toutes les grandeurs pertinentes peuvent être décrites par des lois de puissance. Enfin, une hypothèse forte de notre description est que **le disque est géométriquement mince**, c'est-à-dire que son épaisseur est petite devant son rayon en tout point du disque. Toutefois, nous n'irons pas jusqu'à considérer le disque comme infiniment mince, ce qui constituerait un cas extrême.

Les autres propriétés importantes sont la structure en densité et en température. En ce qui concerne la densité, nous adoptons une loi de la forme $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^p$ pour la densité surfacique, où r_0 est un rayon de référence. Comme le disque est *a priori* plus dense près de l'étoile, on peut attendre $p < 0$. Cette densité surfacique n'est autre que la densité qu'aurait le disque s'il était ramené de trois à deux dimensions, en écrasant la distribution verticale. Autrement dit, la densité locale de matière $\rho(r, z)$ est reliée à $\Sigma(r)$ par la relation suivante:

$$\Sigma(r) = \int \rho(r, z) dz$$

D'autre part, nous devons paramétriser la structure en température du disque. De la même manière que pour la densité, nous adoptons une loi de la forme $T(r) = T_0(r/r_0)^\gamma$; notons que nous avons supposé ici que celle-ci ne dépend pas de z , c'est-à-dire que le

disque est verticalement isotherme. Deux situations permettent de faire cette hypothèse: il est possible que la source principale de chauffage du disque, qui est vraisemblablement la viscosité, soit uniforme verticalement et que le disque soit optiquement mince verticalement. Cette dernière hypothèse est toutefois en contradiction avec les profils des raies interdites en émission que nous avons décrits dans le chapitre I. Une autre possibilité pour justifier le fait que le disque est isotherme verticalement est que celui-ci soit complètement turbulent, sur une échelle de temps plus courte que celle sur laquelle la matière se refroidit.

Malheureusement, la température est une quantité qui ne peut être déduite des observations que de façon très indirecte, aussi il serait préférable de se ramener à une autre grandeur, qui serait plus ou moins directement observable. Cela est possible, à condition de supposer que **le disque est en équilibre hydrostatique vertical**. En effet, si l'on utilise le fait que $z \ll r$ et en supposant que **l'auto-gravitation du disque est négligeable**, l'équation qui traduit cet équilibre peut être ré-écrite de la façon suivante:

$$\frac{kT(r)}{GM_\star\mu} \frac{\partial \rho(r, z)}{\partial z} = -\frac{\rho(r, z)z}{r^3}$$

où k et G sont les constantes universelles habituelles, M_\star est la masse de l'objet central et μ la masse moyenne des particules constituant le disque. La solution de cette équation est de la forme

$$\rho(r, z) = \bar{\rho}(r) e^{-\left(\frac{z}{H(r)}\right)^2} \quad \text{avec} \quad H(r) = \sqrt{\frac{2r^3 kT(r)}{GM_\star\mu}}$$

où $\bar{\rho}(r)$ représente la densité dans le plan du disque et $H(r)$ l'échelle de hauteur du disque. On voit donc que la température du disque est directement liée à l'épaisseur du disque si l'équilibre hydrostatique vertical est assuré. Or, cette nouvelle grandeur est plus directement accessible, puisqu'il s'agit d'une quantité géométrique. C'est donc celle-ci que nous allons utiliser, mais nous n'oublions pas que les deux sont reliées. Nous adoptons une loi de la forme $H(r) = H_0(r/r_0)^\beta$, qui se traduit aussi par une loi de puissance pour la température, comme nous l'avons supposé, avec $\gamma = 2\beta - 3$. Pour obtenir la densité en tout point du disque en fonction des paramètres que nous venons d'énumérer, il suffit de déterminer ρ_0 , ce qui peut être fait en utilisant la relation $\int_{R_i}^{R_o} \Sigma(r) 2\pi r dr = M_d$.

Si $p \neq -2$, notre modèle de disque a une loi de densité de la forme

$$\rho(r, z) = \frac{(2+p)M_d}{2\pi^{3/2}\mu H_0 R_i^2} \left(\frac{r_0}{R_i}\right)^p \left[\left(\frac{R_o}{R_i}\right)^{2+p} - 1\right]^{-1} \times \left(\frac{r}{r_0}\right)^{p-\beta} \times e^{-\left(\frac{z}{H_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^\beta}\right)^2}$$

entièrement décrite par six paramètres, à savoir M_d , R_i , R_o , p , β et H_0 . Ce sont ces différents paramètres que nous tenterons d'ajuster aux observations. La valeur choisie

pour r_0 est sans importance, puisqu'elle sert uniquement de référence. Souvent, on choisit $r_0 = 100$ UA, principalement car c'est une taille nettement résolue par la plupart des observations, en même temps que l'ordre de grandeur du rayon des structures détectées en lumière diffusée.

V.1.3 Propriétés des grains

Nous avons paramétrisé toutes les propriétés géométriques du disque (extension horizontale et verticale, structure en densité), mais il reste à traiter un autre aspect essentiel du problème: de quoi est constitué ce disque? La réponse générale est “du gaz et de la poussière”, comme dans toute les nébuleuses rencontrées dans l'Univers. Il est cependant nécessaire de donner plus de détails que cette réponse assez vague.

L'essentiel de la masse du disque est assuré par le gaz, constitué principalement d'hydrogène moléculaire et atomique. Nous n'avons malheureusement que très peu de moyen direct d'étudier cette population, car la plupart des traceurs que nous allons employer sont liés à la population de poussières de ces disques¹. En effet, la diffusion de photons visibles ou infrarouge est principalement due à des particules ayant un rayon de l'ordre de la longueur d'onde considérée, alors que l'émission thermique dans le domaine radio est dominée par le continuum. Les atomes et molécules n'émettent que dans des raies étroites.

La première chose à faire est donc de déterminer le rapport de masse entre gaz et poussière. Selon la valeur la plus couramment adoptée, la masse de poussière ne représenterait que 1 % de la masse totale du disque. Pour éviter de faire une hypothèse sur ce point, nous imposerons la masse de poussière directement dans le code, puis vérifierons après coup si la masse de gaz qui peut en être déduite est en accord raisonnable avec d'autres estimations. Par ailleurs, nous supposons également que **la composante de poussière du disque est complètement couplée à celle du gaz**. Autrement dit, les distributions en température ou en densité sont exactement les mêmes pour les deux composantes. La comparaison d'images radio et dans l'IR, lorsqu'elle est possible, montre que l'émission de ces deux populations semble provenir de la même région (Guilloteau *et al.* 1999, e.g.), mais il ne peut pas être exclu que la poussière se soit rassemblée très près du plan du disque, à l'inverse du gaz. Nakagawa *et al.* (1986) a montré que ce processus pouvait s'effectuer sur une échelle de temps de l'ordre de 10^5 ans pour les parties internes d'un disque circumstellaire, à moins de ~ 30 UA de l'étoile centrale, indiquant que ce processus pourrait ne pas être négligeable.

¹Notons toutefois que Thi *et al.* (1999) ont réussi à détecter une raie d'émission de l'hydrogène moléculaire dans le système GG Tau. Il n'existe toutefois pas de carte de ce rayonnement, mais juste une intensité intégrée.

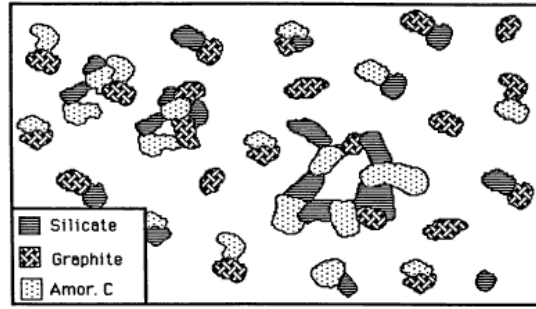


Figure V.1: Modèle des grains de poussière proposé par Mathis & Whiffen (1989): les grains individuels sont très petits, environ $0.005\mu\text{m}$, mais ils peuvent se rassembler de façon non compacte pour créer des ensembles pouvant atteindre $1\mu\text{m}$.

En ce qui concerne les propriétés des grains, nous suivrons les résultats de Mathis & Whiffen (1989), qui sont en bon accord avec la loi d’extinction interstellaire entre $\sim 0.2\text{Å}$ et $\sim 20\text{Å}$. Leur modèle comporte un mélange de grains de graphite, de silicates et de carbone amorphe, dont la taille typique est de l’ordre de $0.005\mu\text{m}$. Certains grains, qui peuvent être de nature différente, se collent pour former des grains plus gros, jusqu’à une taille $\lesssim 1\mu\text{m}$ (il s’agit du “modèle A” de Mathis & Whiffen, illustré dans la figure V.1). Les grains individuels ont une structure interne homogène, mais les plus gros grains sont assez lâches. La densité des grains est de 1.9g cm^{-3} pour le carbone amorphe, 2.3g cm^{-3} pour le graphite et 3.3g cm^{-3} pour les silicates (Mathis 1996). Nous adoptons une densité moyenne de 3g cm^{-3} . L’indice de réfraction de ces grains $n = m - ik$, qui dépend de la longueur d’onde, peut être calculé à partir des constantes diélectriques fournies par Mathis & Whiffen (1989) en utilisant les relations $m = \sqrt{0.5(\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + 4\epsilon_2^2})}$ et $2mk = \epsilon_2$. Enfin, dans le modèle de Mathis & Whiffen, plusieurs tailles de grains coexistent. Il faut donc déterminer la distribution en taille des grains. Comme pour les autres paramètres, nous adopterons une loi de puissance: $N(a) \propto a^{-\alpha}$; Mathis & Whiffen proposent une distribution avec $\alpha = 3.7$. Les propriétés des grains dépendent donc, dans ce modèle, de trois paramètres: a_{min} et a_{max} , les tailles extrêmes des grains, et α .

Toutes ces propriétés, déterminées pour l’environnement interstellaire, pourraient ne pas être adaptées à une enveloppe circumstellaire et encore moins à un disque d’accrétion, pour lequel les conditions de pression, de température et de radiation ne sont pas du tout les mêmes. Idéalement, il faudrait déterminer toutes ces grandeurs indépendamment pour chaque étoile. À défaut d’autres estimations, nous nous contenterons de celles que nous venons de décrire.

V.1.4 Comment imager les disques?

Pour contraindre les différents paramètres de notre modèle, il nous faut observer les disques avec une finesse de détail sensiblement meilleure que leur taille. Celle-ci étant de l'ordre de la centaine d'unités astronomiques, il faut que la résolution de nos images soit de l'ordre de 10–20 UA tout au plus. A la distance de la zone de formation du Taureau, cela correspond à une résolution angulaire d'environ 0".1. Nous entrons donc à nouveau dans le domaine de la haute résolution angulaire.

Visible et proche IR

Dans les domaines de longueur d'onde du visible et du proche IR, l'imagerie des disques peut être entreprise grâce au TSH, ainsi qu'avec les techniques d'optique adaptative et d'interférométrie des tavelures depuis les plus grands télescopes au sol. Ces images fournissent une carte de la lumière diffusée par le disque: la lumière est émise par l'objet central, mais une fraction de celle-ci est dirigée vers le disque, qui rediffuse cette lumière vers l'observateur. Le rayonnement thermique du disque est complètement négligé, car seules les parties très proches de l'étoile (à moins de ~ 1 UA) sont suffisamment chaude pour émettre à ces longueurs d'onde.

Dans tous les cas, le problème majeur associé à cette technique est la présence de l'étoile autour de laquelle on observe un disque. En effet, le disque est extrêmement moins lumineux que l'étoile; l'image contient donc avant tout la lumière de l'étoile. Bien que l'image soit, dans la plupart des cas, limitée par la diffraction, il reste une fraction importante du flux qui s'étend autour du cœur de la FEP. Nous avons déjà montré, dans nos recherches de binaires, qu'il était plus facile de détecter des objets très faibles à grandes distances, typiquement à plus de 1" de l'étoile centrale.

C'est bien sûr la même chose quand on cherche un disque ou un compagnon, et c'est peut-être même encore plus complexe dans le premier cas. En effet, une étoile est un objet simple et facile à reconnaître: c'est un objet très "piqué" et d'aspect circulaire. A l'inverse, un disque est une structure étendue possédant une faible brillance de surface, et il est parfois très difficile de savoir si les extensions que l'on croit parfois voir sont une partie de la FEP ou réellement un disque. Afin d'augmenter la qualité des images, deux grandes techniques sont possibles: la déconvolution ou la soustraction de FEP.

Etant donnée la qualité de nos images, nous avons opté pour la soustraction de FEP qui, outre une grande simplicité d'utilisation, a l'avantage de ne pas souffrir d'artefacts numériques. Cette méthode, toutefois, souffre d'un problème important, à savoir qu'il faut obtenir une estimation parfaite de la FEP pour bien corriger l'image. Dans le cas contraire, qui va nous concerner, il est tout de même possible d'obtenir des résultats de qualité à une distance de l'étoile supérieure à 0".5–1", selon les conditions d'observations.

Une complication supplémentaire réside dans le fait que nous considérons ici des systèmes *binaires*. En effet, au lieu d'une étoile dont la FEP s'étend dans toute l'image, ce sont deux étoiles qui s'ajoutent au signal du disque. Toute la difficulté associée à la présence d'une étoile est plus que multipliée par deux, puisqu'il faut également déterminer avec une grande précision la position (à environ un dixième de pixel près) et le flux des deux étoiles (à quelques pourcents près).

Notons enfin qu'il existe un cas particulier très avantageux pour notre étude: lorsque le disque est vu par la tranche et qu'il nous cache l'étoile, l'observateur n'est pas ébloui par celle-ci, et il n'est pas nécessaire d'effectuer de déconvolution ou de soustraction de FEP. Cette situation est bien sûr idéale, puisque seul le disque est visible, mais elle ne se produit pas très souvent, puisqu'il faut que le système soit vu avec une inclinaison $i \gtrsim 85^\circ$, ce qui n'arrive que pour environ 9 % des disques si ceux-ci sont orientés aléatoirement dans l'espace.

Domaine radio

Aux plus grandes longueurs d'onde, le phénomène qui domine n'est plus la diffusion, car les grains deviennent beaucoup plus petits que la longueur d'onde; on entre en effet dans le domaine de la diffusion de Rayleigh, où l'intensité diffusée varie comme $1/\lambda^4$. Par contre, le rayonnement thermique du disque devient important. En effet, la température n'est que de quelques dizaines de degrés Kelvin dans la majeure partie du disque. C'est donc dans le domaine radio que l'on peut observer ce rayonnement; en effet, selon la loi de Wien, un corps noir à 10 K a son pic d'émission à $300\,\mu\text{m}$. De plus, le flux émis par l'étoile est alors complètement négligeable car elle représente une surface beaucoup plus faible que celle du disque.

Le désavantage de ce domaine, par contre, c'est qu'il concerne de très grandes longueurs d'onde. Or, comme la limite de résolution d'un télescope est λ/D , il faut des récepteurs mille fois plus grands pour compenser le changement de longueur d'onde. Il est bien sûr impossible de construire des antennes radios qui fassent un kilomètre de diamètre ou plus, mais, fort heureusement, on peut bénéficier d'une très grande résolution en utilisant la technique d'interférométrie, largement utilisée par les radio-astronomes. Ainsi, on peut atteindre une résolution d'environ $0''.6-0''.8$ à $1.3\,\text{mm}$ avec l'interféromètre du Plateau de Bure quand on utilise les plus grandes lignes de base. Les données que nous utiliserons dans ce domaine proviennent de cet instrument. Cette résolution, bien que légèrement moins bonne que celle accessible dans le visible, est tout de même extrêmement utile pour notre étude. En effet, la "disparition" de l'étoile dans ce domaine de longueurs d'onde compense partiellement les performances plus limitées.

Polarisation

Outre les cartes d'intensité de diffusion et thermique des disques, une autre source d'information se situe dans les cartes de polarisation. En effet, la lumière émise par l'étoile n'est pas polarisée, mais la diffusion sur les grains de poussière des disques est un phénomène polarisant. Obtenir la carte spatiale de la polarisation fournit donc une contrainte très forte sur la répartition spatiale de la matière diffusante, ainsi que sur les propriétés intrinsèques des grains. Comme nous le verrons, la polarisation attendue d'après les modèles peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents, et dépend fortement des propriétés des grains, ainsi que de la géométrie du disque.

D'un point de vue observationnel, malheureusement, les opportunités d'obtenir de telles cartes de polarisation à haute résolution spatiale sont très limitées. Nous utiliserons ici des données obtenues avec les polariseurs installés dans l'instrument NICMOS, sur le TSH. Dans le principe, il est également possible d'utiliser comme contrainte le taux de polarisation intégré sur tout le système, mais celle-ci est bien souvent beaucoup trop faible pour être réellement discriminante pour notre modèle. Ainsi, le taux de polarisation médian pour les TT de la zone de formation du Taureau est de l'ordre de 1 % (Ménard *et al.* 1996).

V.2 Modélisation de la diffusion

V.2.1 Présentation et principe du code utilisé

Pour simuler la diffusion multiple des photons par les grains de poussière dans un disque ou une enveloppe, j'ai utilisé un code Monte-Carlo, qui décrit chaque diffusion comme un phénomène purement aléatoire. Le code utilisé ici est le même que celui écrit par Ménard (1990), auquel plusieurs modifications importantes, que nous allons décrire, ont été apportées. Une fois que les propriétés du disque et des grains sont choisies, le schéma général du code peut se résumer en cinq étapes:

- émission d'un photon non polarisé dans une direction aléatoire à partir d'un point donné de l'espace. Le rayonnement est supposé isotrope, et il est très simple de prendre en compte deux sources de photons étant donnée la structure du code.
- tirage aléatoire de la profondeur optique que le photon va parcourir avant d'être diffusé. Cette profondeur optique τ suit la loi de probabilité $f(\tau) d\tau = e^{-\tau} d\tau$.
- propagation du photon jusqu'à la profondeur optique τ . La propagation se fait itérativement, en inversant l'intégrale $\tau = \int_0^L \rho(r, z, \phi) \sigma_{ext} dl$ pour obtenir la

distance L parcourue le long de ligne de visée. σ_{ext} est la section efficace de diffusion des grains, qui dépend de la longueur d'onde et de la taille des grains.

- tirage aléatoire de l'angle de diffusion du photon par rapport à sa direction initiale. Ce tirage dépend des propriétés optiques du grain diffuseur à la longueur d'onde considérée. Les paramètres de Stokes¹ du photon diffusé sont estimés grâce à la théorie de Mie.
- retour à la seconde étape, pour déterminer la position de la diffusion suivante.

L'opération est ainsi répétée jusqu'à ce que le grain sorte définitivement du disque ou de l'enveloppe. Il est alors propagé jusqu'à l'observateur, qui met à jour la carte d'intensité en repérant la position du photon. Les photons peuvent sortir du disque avec une orientation quelconque par rapport au plan du disque. Ils sont ensuite rassemblés dans différents "capteurs", en fonction de leur inclinaison par rapport à la ligne de visée.

Les paramètres de Stokes sont intégrés pour chaque point de la grille: le code donne donc accès aux cartes de polarisation linéaire et circulaire. Le code est intrinsèquement un code de diffusion multiple, puisque les photons peuvent être diffusés plusieurs fois avant d'atteindre l'observateur. Les trajectoires d'un grand nombre de photons (typiquement un million) sont suivis afin d'obtenir une carte qui ne soit que faiblement affectée par les incertitudes statistiques.

Les paramètres à fixer dans le code se résument aux propriétés optiques des grains et à la structure en densité du disque ou de l'enveloppe. C'est cette dernière que nous tenterons principalement de contraindre en comparant les observations aux résultats de ces simulations numériques. En ce qui concerne les propriétés optiques des grains, en effet, nous adopterons les résultats de Mathis & Whiffen (1989) en interpolant leurs résultats en fonction de la longueur d'onde lorsque cela sera nécessaire. La distribution en taille des grains sera toutefois un paramètre libre de notre modélisation.

Notons enfin que le traitement de la diffusion selon la théorie de Mie semble être une approche raisonnable, ainsi que l'a montré Rouleau (1996), qui a étudié la diffusion par des ensembles de sphères en contact. Ces grains "théoriques" sont assez semblables à ceux supposés par Mathis & Whiffen (1989). Rouleau a montré que les propriétés de la diffusion par ces particules étaient très proches des prédictions de la théorie de Mie

¹Ces paramètres sont au nombre de quatre et sont souvent notés I , Q , U et V . Ils représentent respectivement l'intensité non polarisée, l'intensité polarisée linéairement suivant deux axes situés à 45° l'un de l'autre, et l'intensité polarisée circulairement. Ainsi, le taux de polarisation linéaire, exprimé en pourcents, est calculé grâce à la formule $p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}$ et son angle de position est donné par $\theta_p = 0.5 \arctg(U/Q)$.

pour des sphères isolées et homogènes, à condition que celles-ci présentent la même surface apparente que les grains complexes.

Dans la pratique, l'ensemble des propriétés de grains, et notamment les différentes sections efficaces et la fonction de phase décrivant la diffusion angulaire, sont estimées suivant cette théorie. De plus, une matrice de transfert appelée matrice de Müller est également calculée; c'est elle qui permet de passer des paramètres de Stokes du photon entrant à ceux du photon sortant. Le traitement de la diffusion tel qu'il est effectué dans le code ne permet pas, malheureusement, la calibration en flux des images finales. Le rapport de flux entre l'étoile centrale et le disque ne peut donc pas être estimé, nos simulations ne pouvant être utilisées que par des comparaisons. Par exemple, le rapport de flux entre face avant et face arrière est correctement prédit. De même, le taux de polarisation en chaque point est correct, puisqu'il s'agit d'un rapport des paramètres de Stokes. Par contre, il n'est pas possible d'estimer la variation du flux du disque avec la longueur d'onde.

V.2.2 Nouveaux développements

Distribution de la densité

Afin d'adapter le code aux cas de figure qui nous intéressent, plusieurs développements ont été nécessaires. Tout d'abord, la structure en densité du disque est calculée suivant la paramétrisation que nous avons présentée dans la section V.1.1. De plus, pour éviter de considérer des bords trop francs, nous avons ajouté une coupure gaussienne en densité au bord interne du disque. Une coupure similaire pourrait être apportée pour le bord externe, mais elle ne change presque rien aux résultats des simulations, puisque les photons qui nous parviennent sont généralement diffusés tout près du bord interne du disque.

Par ailleurs, nous adoptons également une coupure dans la structure verticale du disque. Autrement dit, nous excluons de nos simulations une enveloppe ténue entourant complètement l'étoile, pour ne garder qu'un disque limité en épaisseur. Dans la pratique, nous imposons une densité nulle pour les altitudes supérieures à $2H(r)$. Si nous n'adoptons pas cette coupure, les tests que nous avons menés indiquent que nous aboutissons à une carte d'intensité similaire, mais des taux de polarisation beaucoup plus faibles (0.5 % au lieu de 10 %, par exemple) et assez éloignés des observations. Cette perte de polarisation semble donc due, dans nos simulations, aux diffusions ayant lieu à grande altitude au-dessus du disque.

La nécessité de cette coupure pourrait révéler un effet intrinsèque important, à savoir que les systèmes que nous allons simuler ne possèdent pas d'enveloppe de grande dimension ou, dans le cas contraire, que celle-ci ne contient que très peu de grains de

poussière susceptibles de diffuser les photons. Par exemple, s’il existe une enveloppe gazeuse importante dans ces systèmes, nous pourrions avoir, grâce à la polarisation, un indice assez fort en faveur du rassemblement des grains de poussière à proximité du plan du disque. De façon générale, nos simulations devraient nous permettre dans le futur de placer une limite supérieure sur la masse contenue dans les enveloppe circumstellaires.

Distribution de la taille des grains

J’ai également adapté le code pour qu’il puisse traiter une population de grains ayant des rayons différents et non une taille unique. Techniquement, cela nécessite de calculer au préalable la masse moyenne des grains et la section efficace moyenne d’extinction, puisque ces grandeurs interviennent directement dans le code, lors de l’inversion de l’intégrale de τ et du calcul de la table de densité dans le disque.

D’autre part, à chaque diffusion, la taille du grain diffuseur doit être tirée aléatoirement dans la distribution choisie. Pour cela, nous adoptons une loi de probabilité $f(a)da = N(a) \times \sigma_{diff}(a)da$ qui tient compte à la fois de la distribution en taille des grains et de leur section efficace de diffusion σ_{diff} . En effet, les petits grains sont beaucoup plus nombreux que les gros grains, mais ils ont une section efficace de diffusion énormément plus faible. La plupart des diffusions s’effectuent donc sur les grains les plus gros, qui privilégient la diffusion “vers l’avant”. A titre d’exemple, une des distributions de taille des grains que nous avons employées s’étend de $0.005\mu\text{m}$ à $0.9\mu\text{m}$ avec $N(a) \propto a^{-4.7}$; avec cette distribution, Les photons sont diffusés à 90 % par des grains plus grands que $0.145\mu\text{m}$ bien que ceux-ci ne représentent que 0.0004 % de tous les grains! Le choix que nous avons fait pour tirer aléatoirement la taille des grains diffuseurs pourrait ne pas être le meilleur, mais il représente un comportement qualitativement satisfaisant.

V.3 Nouvelle modélisation de l’anneau de GG Tau

L’ensemble des résultats présentés dans cette section ont donné lieu à publication, et plus de détails peuvent être obtenus en se référant à Silber *et al.* (2000).

V.3.1 Précédentes observations

Beckwith *et al.* (1990) ont entrepris des observations systématiques des TT aux longueurs d’onde radio, afin d’étudier leur environnement circumstellaire. Parmi les sources les plus intenses à 1.3mm dans leurs données, celle qui semble posséder le disque le plus massif est GG Tau. La même source, ré-observée ensuite à plus haute

résolution angulaire, a été résolue sur une échelle spatiale de l'ordre de 150 à 300 UA par Simon & Guilloteau (1992).

Augmentant le nombre de lignes de base interférométriques, les images de Dutrey *et al.* (1994) ont confirmé qu'une structure étendue se trouvait autour de la binaire serrée¹. Qui plus est, leurs observations ont clairement montré que cette structure est en rotation képlérienne autour de la binaire centrale, ce qui lève toute ambiguïté quant à la nature de cette structure. Etant donnée son extension radiale limitée, de 180 à 260 UA de la binaire, il s'agit d'ailleurs d'un anneau plutôt que d'un disque. Enfin, grâce à des données millimétriques ayant une résolution encore meilleure, Guilloteau *et al.* (1999) ont récemment suggéré que cet anneau était relativement épais, avec un angle d'ouverture de plus de 35° tel que vu depuis la binaire.

Lorsque la présence d'un anneau de matière fut clairement établie autour de GG Tau, l'étape suivante naturelle a été de rechercher ce même anneau en lumière diffusée, dans le visible ou le proche infrarouge. Le fait qu'il s'agisse d'une structure *circumbinaire* donne une configuration assez favorable pour la détection. En effet, l'anneau se situe à une distance relativement grande de la binaire: la partie la plus proche de l'anneau se situe à $\sim 1''$ des deux étoiles. Cela atténue fortement les problèmes de contamination par la lumière des étoiles.

La première détection de l'anneau dans le proche IR est due à Roddier *et al.* (1996), qui ont utilisé le système d'optique adaptative de l'Université d'Hawaii, installé au TCFH. Leurs images montrent un anneau continu d'apparence bosselée tout autour de la binaire, mieux détecté à $2.2 \mu\text{m}$ qu'à $1.2 \mu\text{m}$, plus brillant d'un côté que de l'autre. Cette dernière propriété est interprétée comme le résultat de la diffusion des photons, qui s'effectue plus facilement "vers l'avant" que "vers l'arrière" si les grains diffuseurs ont une taille proche de la longueur d'onde considérée. De plus, leurs images révèlent deux ou trois structures radiales, reliant l'anneau à la binaire, qui peuvent être interprétés comme des flots de matière à travers le vide créé par les résonances gravitationnelles. La coïncidence spatiale de l'émission thermique et du rayonnement diffusé a montré, pour la première fois, que le gaz et la poussière sont réellement couplées dans le disque.

V.3.2 Nouvelles observations

Afin de compléter les données déjà connues sur ce système, nous avons entrepris de nouvelles observations de GG Tau. Nous avons utilisé pour cela les modes polarimétriques de l'instrument NICMOS du TSH. Les longueurs d'onde centrales des polariseurs que nous avons utilisés sont $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$. L'objet de ses observations était double: obtenir

¹La séparation projetée de la binaire est de $0''.3$, soit environ 40 UA à une distance de 140 pc.

la première carte de polarisation d’une part, et une carte d’intensité dans le proche IR ayant un rapport signal à bruit bien plus élevé que celui des images de Roddier *et al.* (1996) d’autre part. Qui plus est, les observations entreprises avec le TSH permettent de diminuer fortement le halo entourant les étoiles grâce à une meilleure qualité d’image qu’avec un système d’optique adaptative. En conséquence, la déconvolution qui a été nécessaire à Roddier *et al.* peut être évitée avec ces nouvelles données.

Réduction brute

La réduction des données obtenues avec NICMOS requiert un traitement très particulier, en raison notamment du courant d’obscurité qui varie dans le temps et présente une structure en bandes qui ne peut pas être calibrée correctement. Cet effet, nommé “piédestal”, doit être corrigé de façon empirique, ce qui oblige à reprendre totalement la réduction des données, en suivant les recommandations du manuel d’utilisation de NICMOS publié par le Space Telescope Science Institute.

Cette nouvelle réduction est absolument nécessaire car, même si le niveau de l’effet du piédestal est faible, il est du même ordre de grandeur que la brillance de surface des structures qui nous intéressent. Le nombre très limité de publications ayant recours au mode polarimétrique de NICMOS (cinq en comptant celui sur GG Tau) montre la complexité de l’analyse des données. Les routines que j’ai développées pour la réduction de ces données et la construction des cartes de polarisation sont présentées et décrites en détails dans l’appendice A.

Les images sont réduites indépendamment pour chacun des six polariseurs, puis les images obtenues avec ceux qui fonctionnent à la même longueur d’onde sont recombinaées de façon à obtenir les cartes d’intensité des paramètres de Stokes I , Q et U . En théorie, les trois polariseurs auraient dû être montés à 120° les uns des autres, ce qui aurait permis une relation simple entre les intensités observées et les paramètres de Stokes. Cependant, il est apparu après le début du fonctionnement de NICMOS que les polariseurs n’étaient pas orientés selon les axes attendus, ce qui complique légèrement les relations à utiliser. Pratiquement, on a une matrice de transfert qu’il faut inverser et, pour chaque pixel, multiplier par un vecteur contenant les intensités obtenues avec les trois polariseurs (voir Hines 1998 pour plus de détails).

Soustraction de la FEP

Afin d’améliorer la visibilité du disque, nous avons entrepris de soustraire les FEP des deux composantes de la binaire. Pour cela, nous avons d’abord utilisé les FEP artificielles fournies par le logiciel Tinytim, développé par le Space Telescope Science Telescope. Malheureusement, la forte dépendance de la FEP avec le spectre des étoiles

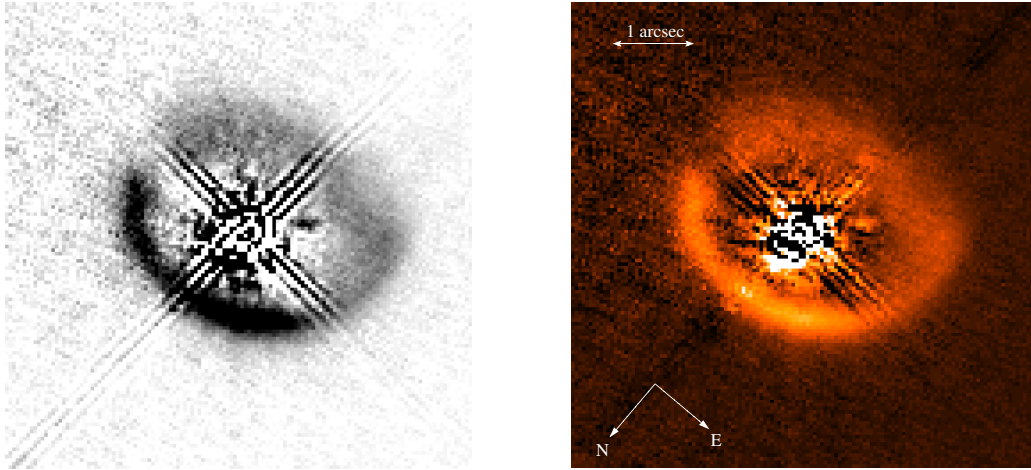


Figure V.2: Carte d'intensité de l'anneau circumbinaire de GG Tau à $1\,\mu\text{m}$ obtenue avec NICMOS, et où les FEP des deux étoiles ont été soustraites. *Gauche:* utilisation d'une FEP "naturelle", c'est-à-dire une étoile simple observée avec la même configuration instrumentale. La table des couleurs est inversée, les parties sombres étant les plus brillantes. *Droite:* utilisation de DF Tau comme FEP, en dédoublant les images de GG Tau de façon adéquate. L'orientation et la taille des images sont les mêmes dans les deux cas. On constate que la soustraction est meilleure dans le second cas, notamment en ce qui concerne les aigrettes de diffraction. Cependant, la morphologie du disque est la même dans les deux images.

observées et ses fortes variations temporelles rendent impossible un ajustement correct aux données, et c'est surtout loin des étoiles que la différence se fait le plus sentir. Etant donné que c'est à cet endroit que se trouve le disque, nous avons dû abandonner cette méthode. Nous avons ensuite recherché dans les archives du TSH une étoile simple qui aurait été observée dans la même configuration, afin qu'elle serve d'étoile de référence. Une seule étoile peut remplir ce rôle: HD 10700. Son type spectral, G8, en fait une étoile sensiblement plus chaude que les composantes de GG Tau, dont White *et al.* (1999) a estimé les types spectraux à K7 et M0.5 respectivement. La différence de spectre et le long intervalle temporel entre ces données et les nôtres rendent la soustraction de FEP relativement médiocre, bien que sensiblement meilleure qu'avec Tinytim. Comme dans le cas précédent, c'est au niveau des aigrettes de diffraction que la soustraction est la moins bonne.

Finalement, la meilleure FEP que nous ayons pu utiliser consiste en fait en une autre binaire TT, DF Tau, qui a été observée presque au même moment que GG Tau, à deux orbites de décalage seulement. Le type spectral de la composante la plus brillante de DF Tau est proche de celui de nos sources (M2, Hartigan *et al.* 1995), ce qui un

élément essentiel. Utiliser une binaire comme estimation de la FEP est évidemment gênant dans le principe, mais le problème est moins grave qu'il n'y paraît en raison de la faible séparation ($\sim 0''.09$) de la binaire. En effet, celle-ci est tout juste égale à la résolution du TSH à $1\mu\text{m}$, et l'image de la binaire n'est que légèrement allongée. Pour ajuster correctement cette FEP à nos images, nous avons dédoublées ces dernières, en utilisant la séparation et le rapport de flux observés de DF Tau. Au final, la soustraction de FEP est la meilleure que nous ayons pu effectuer, les aigrettes de diffraction étant presque parfaitement corrigées. Par ailleurs, la perte en résolution qui est introduite par cette "convolution" est assez minime, puisque la séparation de la binaire utilisée comme FEP est plus petite que l'épaisseur radiale du disque à toutes les positions. L'impact de cette opération est simplement d'adoucir localement la distribution de luminosité, sur une échelle de l'ordre de $0''.1$.

La figure V.2 présente la carte d'intensité finale à $1\mu\text{m}$ et montre que c'est bien l'emploi de DF Tau comme FEP qui donne les meilleurs résultats. La carte de polarisation associée est présentée dans la figure V.4.

V.3.3 Description qualitative des images

La nouvelle carte d'intensité de l'anneau circumbinaire de GG Tau révèle des informations assez différentes des premières images obtenues dans le proche IR par Roddier *et al.* (1996). L'anneau est détecté tout autour de la binaire et ne semble pas présenter la structure hétérogène aperçue par Roddier *et al.*. Au contraire, les variations d'intensité semblent très douces, avec une augmentation de la brillance de surface quand on passe de la partie sud à la partie nord. Par ailleurs, la partie brillante du disque est nettement disymétrique, avec un surplus d'intensité sur la partie est.

L'anneau a une forme elliptique dont le demi-grand axe et le demi-petit axe, estimés au milieu de l'épaisseur de l'anneau, mesurent environ $1''.4$ et $1''.1$, respectivement. Ces distances correspondent à des distances physiques projetées de 200 et 150 UA. En supposant que l'anneau est circulaire, ce rapport d'aspect révèle que l'inclinaison du système est d'environ 38° . Les estimations antérieures (Dutrey *et al.* 1994, Roddier *et al.* 1996, Guilloteau *et al.* 1999) sont en accord avec cette valeur, à moins de 5° .

D'autre part, le centre géométrique de l'anneau est légèrement déplacé par rapport au centre de masse du système. En adoptant un rapport de masse voisin de $q = 1$ (White *et al.* 1999), on peut estimer le décalage entre le centre apparent de l'anneau et le centre de masse de la binaire à environ $0''.25$. Par ailleurs, l'extension radiale de l'anneau est plus importante dans sa partie moins lumineuse: $0''.7$ au lieu de $0''.35$ du côté le plus brillant.

Etant donné les résidus de la soustraction de FEP, il est difficile de conclure quoi

que ce soit sur la présence de matière à moins de 0'5 des étoiles. Ainsi, l'existence d'un flot radial de matière de l'anneau vers les étoiles, proposé par Roddier *et al.*, ne peut être ni confirmé, ni infirmé. On observe toutefois quelques structures localisées qui semblent présentes quelle que soit la FEP utilisée pour la soustraction. Il est donc possible qu'une certaine quantité de matière soit tout de même présente à l'intérieur de l'anneau, même si nos données ne permettent pas d'être affirmatif.

Nous notons enfin la présence possible d'un vide dans l'anneau, à l'ouest des étoiles. Celui-ci se trouve à l'emplacement des aigrettes de diffraction, aussi il est difficile de décider de la réalité de ce trou. Toutefois, des images obtenues par Krist *et al.* (2000, en préparation) avec la caméra visible du TSH, WFPC2, révèle un vide au même emplacement, bien que celui-ci soit décalé de quelques degrés par rapport aux aigrettes de diffraction. Il semble donc que cette structure soit bien réelle.

La carte de polarisation de l'anneau présente une remarquable structure centrosymétrique, organisée autour du centre géométrique de l'anneau. Le taux moyen de polarisation est plus faible dans les parties où le disque est plus brillant, avec une valeur typique de l'ordre de 20 % dans cette zone alors qu'elle atteint $\sim 50\%$ à l'opposé de la binaire. Tout comme la carte d'intensité, les évolutions du taux de polarisation dans le disque semblent très régulières.

Les images utilisant les polariseurs à $2\mu\text{m}$ ont été obtenues avec la caméra NICMOS2, au lieu de NICMOS1 pour les images à $1\mu\text{m}$. La principale différence entre les deux caméras est la taille des pixels, qui est plus grande dans NICMOS2, de façon à échantillonner correctement la FEP qui est deux fois plus large à cette longueur d'onde. En conséquence, l'anneau semble beaucoup plus proche des étoiles dans les images à $2\mu\text{m}$ même s'il a la même dimension physique, et il a été impossible de soustraire les FEP avec suffisamment de précision pour l'isoler du halo des composantes de la binaire. Les images non soustraites ont tout de même révélé une carte de polarisation semblable dans sa morphologie à celle obtenue à $1\mu\text{m}$, c'est-à-dire centrosymétrique. Toutefois, le fait de ne pas pouvoir soustraire le flux non polarisé des étoiles rend impossible toute estimation du taux de polarisation de l'anneau à $2\mu\text{m}$. On peut cependant avancer que celui-ci est certainement élevé (sans doute de l'ordre de 30 à 60 %), puisqu'il est beaucoup moins brillant que le halo des étoiles et donc fortement dilué dans celui-ci.

V.3.4 Modélisation

Modèle physique

Une modélisation fine des images obtenues dans le domaine radio a été entreprise par Guilloteau *et al.* (1999). L'anneau, clairement délimité dans leurs données, s'étend de 180 à 260 UA, et ses bords internes et externes peuvent être assimilés à des coupures

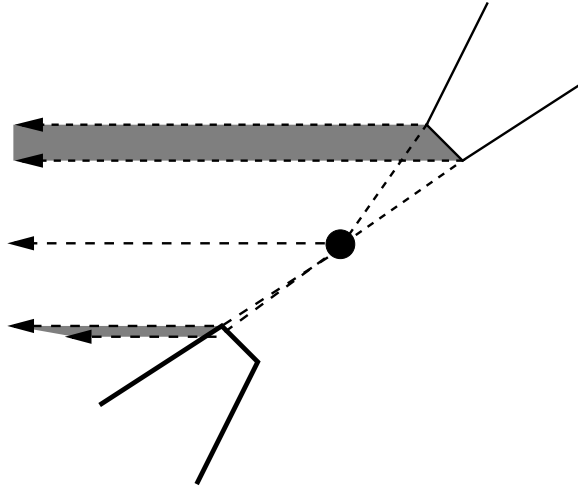


Figure V.3: Description schématique de la morphologie apparente de l'anneau de GG Tau, adaptée de Guilloteau *et al.* (1999). L'observateur est situé à l'infini sur la gauche. La partie supérieure de l'anneau, qui représente sa face arrière, semble plus épaisse que la face avant, car celle-ci souffre de l'absorption à travers le disque: seule les photons diffusés tout à fait à la surface du disque peuvent nous parvenir, ainsi que l'indique ce schéma. De plus, la position apparente du centre de l'anneau n'est plus centrée sur l'étoile, mais est légèrement au-dessus de celle-ci.

gaussiennes sur une échelle de distance de l'ordre de 10 UA. En fait, l'anneau serait la partie intérieure d'un disque beaucoup plus étendu, qui aurait un rayon extérieur de 800 UA environ. L'anneau se distinguerait du reste par une augmentation très forte, d'un facteur vingt environ, de la densité par rapport au reste du disque. Nous avons effectué des simulations avec et sans ce disque ténu extérieur. On peut *a priori* s'attendre à ce que son influence soit faible, puisque la plupart des photons qui nous arrivent sont diffusés dans l'anneau et non dans le disque.

Un des résultats principaux de l'étude de Guilloteau *et al.* (1999) est que l'anneau est géométriquement très épais, puisqu'il s'étendrait jusqu'à 60 UA au-dessus du plan du disque au bord interne de l'anneau. L'argument principal pour justifier cette épaisseur réside dans le décalage entre les centres apparents de l'anneau lorsque celui-ci est observé dans l'IR ou en radio. En effet, si le disque est géométriquement épais, on peut voir toute l'ouverture de la face arrière du disque alors que seul le bord supérieur de la face avant peut être vu, le reste étant caché par l'anneau lui-même (voir la figure V.3). Pour estimer l'épaisseur du disque, il suffit donc de mesurer le décalage entre les deux anneaux et de le déprojeter en fonction de l'inclinaison du système. Le raisonnement de Guilloteau *et al.* est basé sur la comparaison des données de Roddier *et al.* (1996)

avec les leurs; la grande qualité de nos images permet de confirmer leur estimation avec précision.

Les propriétés des grains de poussière présents autour de GG Tau ont été estimées par Close *et al.* (1998). Leurs résultats indiquent que la loi de distribution est plus pentue que celle proposée par Mathis & Whiffen (1989), avec une forme $N(a) \propto a^{-4.7}$ et s'étend jusqu'à $a_{max} = 0.5 \mu\text{m}$ environ. Cependant, nous conservons ici la valeur de $a_{max} = 0.9 \mu\text{m}$ proposée initialement par Mathis & Whiffen, entre autres raisons car les estimations de Close *et al.* sont basées sur l'hypothèse que le disque est géométriquement mince, ce qui est inconsistent avec ce que nous avons supposé.

Ces grains, dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde, favorisent largement la diffusion vers l'avant, ce qui explique pourquoi le côté du disque qui est proche des étoiles est aussi le plus brillant. Sur la face opposée, en effet, les photons qui reviennent vers l'observateur ont été diffusés vers l'arrière, situation relativement improbable.

Enfin, afin de simplifier le problème, nous supposons que la source de photons est une étoile simple que nous situons au centre de l'anneau. Ceci est une approximation discutable, mais nous notons que la photométrie obtenue par Roddier *et al.* (1996) indiquent qu'environ trois quarts des photons sont émis par l'étoile la plus brillante.

Simulations numériques

Nous avons conduit des simulations numériques de l'anneau de GG Tau avec le code Monte-Carlo en adoptant les différentes propriétés que nous venons de décrire. Pour l'heure, nous n'avons pas tenté d'effectuer un ajustement des résultats sur les images: notre but était simplement de vérifier que le modèle de diffusion multiple, avec les paramètres physiques déterminés par ailleurs, permettait de reproduire les taux de polarisation assez élevés qui sont observés.

Les résultats de nos simulations sont en très bon accord avec les observations, comme le montre la figure V.4: aussi bien le rapport de flux entre les faces avant et arrière que les taux de polarisation sont reproduits. Ce travail confirme donc dans les grandes lignes les conclusions des précédents travaux sur ce système, à savoir que l'anneau est géométriquement épais et que la distribution en taille de grains est très fortement dominée par les petits grains. La masse de poussière que nous avons adoptée dans notre modèle est de l'ordre de quelques fois $10^{-3} M_{\odot}$, à comparer à la masse totale du gaz, estimée à environ $0.1 M_{\odot}$ (Guilloteau *et al.* 1999). Les résultats ne sont que très peu modifiés si l'on tient compte de la présence du disque extérieur à l'anneau, comme on pouvait s'y attendre. Toutefois, si la masse de poussière est abaissée en-dessous de $10^{-3} M_{\odot}$, la partie externe du disque devient aussi visible que la face arrière de l'anneau, ce qui n'est pas observé dans nos données.

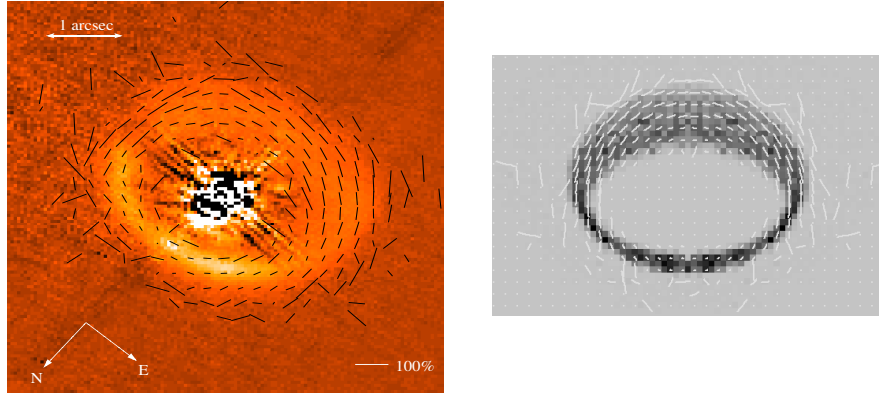


Figure V.4: Cartes de polarisation de GG Tau à $1\ \mu\text{m}$ observées et simulées. *Gauche:* carte observée en utilisant DF Tau comme FEP pour soustraire les composantes de la binaire. La carte de polarisation, recombinaison tous les deux pixels dans chaque direction, est superposée sur la carte d'intensité. *Droite:* Carte simulée avec notre code Monte-Carlo. Les plus grands vecteurs de polarisation, observés dans des zones très bruitées, correspondent à un taux de polarisation de 100 %; chaque pixel représente environ 8 UA.

De plus, le type des grains que nous avons choisi de modéliser, avec un mélange de graphite, de carbone amorphe et de silicate, semble en bon accord avec les observations, ce qui confirmerait que la matière circumstellaire et la matière interstellaire sont constituée des mêmes grains. Nos résultats semblent indiquer que des grains de poussière de petite taille sont présents en grand nombre dans l'anneau circumbinaire de GG Tau. Nos simulations tendent donc à prouver que les très petits grains de poussières ne sont pas détruits sur un temps caractéristique de quelques centaines de milliers d'années. Toutefois, la situation particulière de GG Tau, avec un disque *circumbinaire*, pourrait être trop spécifique pour tirer des conclusions définitives.

Il faut toutefois insister sur le fait que, dans nos simulations, les diffusions s'effectuent pour la plupart sur les grains les plus gros de notre distribution. Pourtant, la majeure partie de la masse de poussière dans celle-ci est rassemblée dans les plus petits grains, puisque ceux-ci sont beaucoup plus nombreux. Estimer la masse de poussière à partir du rayonnement diffusé est donc assez délicat, puisque cela dépend fortement de la distribution choisie pour la taille des grains.

McCabe & Ghez (2000), qui ont obtenu avec NICMOS des images de l'anneau dans les bandes larges équivalentes aux filtres J , H et K , estiment que les indices de couleur du disque sont révélateurs de la présence de "gros" grains de poussière. Aucune estimation de la taille de grains n'est toutefois présentée par ces auteurs. Nos simulations ne permettant pas de prédire les variations avec la longueur d'onde, nous ne

pouvons pas vérifier que la distribution de grains que nous avons adoptée est consistante avec leurs observations.

V.3.5 Influence de la binaire centrale

L'anneau de poussière de GG Tau est unique à notre connaissance, et il est légitime de se demander si cette particularité est liée au fait que l'objet central est une binaire. Tout d'abord, le fait que l'anneau ait un bord interne nettement marqué rappelle les résultats des simulations numériques de Artymowicz & Lubow (1994) et Bate & Bonnell (1997). Si l'on suppose que l'orbite de la binaire est circulaire, son demi-grand axe est de l'ordre de 45 UA, ce qui donne un rapport entre le rayon interne de l'anneau et celui de l'orbite de la binaire de l'ordre de quatre. Cette valeur est sensiblement plus élevée que les prédictions des codes numériques, ce qui pourrait suggérer que la binaire est en réalité sur une orbite elliptique. Cette possibilité a été évoquée par Roddier *et al.* (1996) sur la base du mouvement apparent de la binaire, mais celui-ci est très faible, et il n'est pas encore possible de déterminer une orbite précise¹. Notons aussi que McCabe & Ghez (2000) suggèrent que le bord interne de l'anneau n'est pas circulaire, mais elliptique. Cette possibilité, si elle se confirmait, pourrait sans doute être naturellement expliquée par une orbite elliptique de la binaire centrale.

La coupure interne de l'anneau est aussi un élément important pour comprendre l'influence de la binaire sur le milieu qui l'entoure. En effet, l'orbite de la binaire dicte directement la coupure interne de l'anneau, notamment en ce qui concerne sa position. Les observations montrent que ce bord est très net, ce qui révèle probablement que le système est dans un état assez stable, où les phénomènes de résonances agissent depuis assez longtemps.

L'influence de la binaire sur l'anneau pourrait aussi se faire sentir dans les détails de la morphologie de l'anneau que nous avons décrite: ainsi, l'asymétrie observée entre l'est et l'ouest dans la carte d'intensité pourrait venir du fait que la source centrale est en fait constituée de deux étoiles. L'illumination ne serait donc pas la même à tous les azimuths. Cependant, étant donné que la binaire est actuellement plus ou moins alignée avec le petit axe de l'anneau, il semble difficile d'expliquer cette asymétrie par un simple effet d'illumination. Par contre, une augmentation locale de densité dans l'anneau, qui pourrait être reliée aux structures spirales que les simulations numériques prédisent dans ce type de systèmes (Bate & Bonnell 1997), pourrait expliquer les observations.

¹Un demi-grand axe de 45 UA correspond à une période orbitale de 270 ans pour une masse totale du système de $1.3 M_{\odot}$. Si l'orbite est elliptique, la période orbitale est encore plus longue.

V.3.6 Ce que nous réserve le futur

Les différentes conclusions que nous avons pu avancer, concernant l'épaisseur de l'anneau et les propriétés des grains, ne pourront être développées plus avant qu'une fois que l'anneau aura été complètement modélisé en prenant simultanément toutes les observations comme contraintes. Il s'agit la prochaine étape de cette étude de GG Tau. Ces simulations devront également prendre en compte la présence de deux étoiles au centre et non d'une seule, ainsi que de leurs disques circumstellaires, dont l'effet d'occultation sur l'anneau extérieur pourrait s'avérer essentiel, comme l'ont suggéré Wood *et al.* (1999). La présence de ces disques est en effet extrêmement probable, étant données l'activité observée sur ces étoiles (raies en émission, excès IR) et l'émission observée dans le continuum à 1.3 mm par Guilloteau *et al.* (1999) à la position occupée par les étoiles.

Par la suite, il faudra attendre l'avènement des systèmes d'optique adaptative sur les plus grands télescopes pour obtenir des images permettant de mieux séparer l'anneau du halo des étoiles. Ces futures images permettront également de vérifier définitivement l'existence de flots de matière entre l'anneau et le disque proposée par Roddier *et al.* (1996). Pour l'heure, les premières images de GG Tau avec le système d'optique adaptative du télescope Keck n'ont pas permis la détection de l'anneau, en raison de difficultés techniques. Il faut souhaiter que celles-ci pourront être résolues prochainement.

Grâce à la meilleure résolution spatiale, il sera aussi possible d'essayer de détecter le rayonnement thermique du disque à $10\mu\text{m}^1$, ce qui constituerait une contrainte indépendante pour les modèles. Cependant, le bord interne du disque étant assez éloigné des étoiles, il n'est pas évident que la matière soit suffisamment chauffée pour émettre significativement à cette longueur d'onde. Nous avons déjà conduit une campagne d'observations de GG Tau à $10\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$ au TCFH, mais celle-ci s'est avérée infructueuse. Il est difficile de savoir pour le moment si la cause de cet échec est la résolution trop faible des images ou la faiblesse du flux émis par l'anneau à cette longueur d'onde.

V.4 UY Aur: un disque très tourmenté

V.4.1 Observations passées

Quelques années après les premiers résultats concernant GG Tau, une étude systématique dans le continuum à 2.7 mm des objets situés dans la zone de formation du

¹La limite de résolution d'un télescope de 8 mètres à $10\mu\text{m}$ est d'environ $0''.25$.

Taureau a été entreprise par Dutrey *et al.* (1996). Une dizaine d'objets ont montré une structure résolue, sans doute significative d'un disque d'accrétion étendu. GG Tau ne faisait pas partie de l'échantillon, mais un de ces objets est intéressant en ce sens qu'il s'agit également d'un système binaire, UY Aur. Dutrey *et al.* n'excluent pas la possibilité qu'il s'agisse d'un jet émanant d'une des deux étoiles, mais les observations suivantes ont montré qu'il s'agissait en fait d'un (ou de deux) disque(s) circumstellaire(s).

Par la suite, Duvert *et al.* (1998) ont entrepris de nouvelles observations de UY Aur, à plus courte longueur d'onde (1.3 mm) dans le continuum et les raies de CO, afin d'obtenir une meilleure résolution angulaire ainsi que le gradient de vitesse dans le disque. Comme dans le cas de GG Tau, ces nouvelles observations ont révélé l'existence d'un disque circumbinaire en rotation képlérienne qui s'étend jusqu'à plus de 1000 UA des étoiles. Aucune détection de ce disque dans le continuum n'a été obtenue dans le domaine millimétrique, ne fournissant qu'une limite supérieure sur la masse de poussière qu'il contient.

Dans le même temps, Close *et al.* (1998) ont obtenu les premières images dans le proche IR de la lumière diffusée par le disque, avec le même dispositif expérimental que Roddier *et al.* (1996). Contrairement à l'anneau de GG Tau, le disque de UY Aur est mieux détecté aux plus courtes longueurs d'onde. Enfin, une première carte de polarisation a été obtenue à 1.2 μm par Potter *et al.* (1999) et a révélé une remarquable structure centrosymétrique, semblable aux prévisions des modèles de diffusion.

V.4.2 Nouvelles observations

Imagerie dans le domaine visible

Nous avons obtenu de nouvelles images de UY Aur dans le visible avec le TSH. Pour cela, nous avons utilisé les filtres larges de la caméra WFPC2, centrés sur les longueurs d'onde 606 nm et 814 nm. Les images, après soustraction des FEP sont présentées dans la figure V.5.

La qualité de la soustraction n'est pas parfaite, puisque l'on peut voir certaines zones qui apparaissent en négatif proche des étoiles. De même, les aigrettes de diffraction ne sont pas complètement corrigées. Toutefois, le disque est nettement séparé des étoiles dans les deux images. La saturation des étoiles centrales est responsable des "traces" brillantes observées en diagonale.

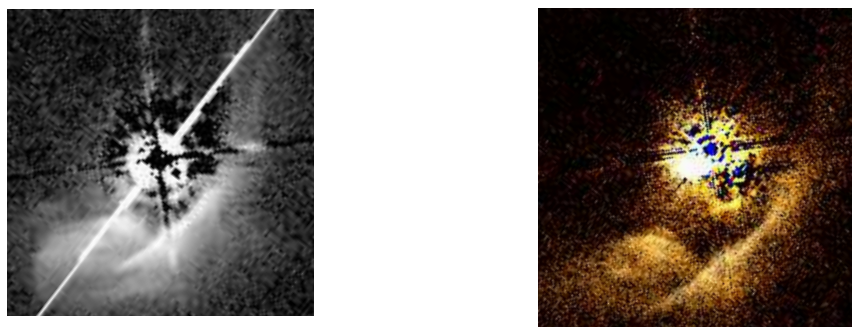


Figure V.5: Images du disque de UY Aur obtenues avec le TSH à 606 nm (*gauche*) et à 814 nm (*droite*). La seconde image, obtenue avec la Planetary Camera, possède une taille de pixel plus petite: $0''.0455$ au lieu de $0''.0997$. Les images sont orientée avec le nord en haut et l'est à gauche.

Polarisation et imagerie dans l'IR

Dans le même programme que celui où nous avons observé GG Tau, nous avons entrepris des observations similaires sur UY Aur. Les détails des observations et de la réduction de données sont similaires, sauf en ce qui concerne la soustraction des FEP.

En effet, le disque de UY Aur est apparu dans nos données beaucoup moins brillant que celui de GG Tau, et le rapport signal à bruit est assez faible pour UY Aur. Il est donc important, dans le processus d'analyse de garder le niveau de bruit aussi faible que possible. Pour cela, nous avons utilisé comme FEP l'étoile simple HD 10700, qui a été observée avec les mêmes polariseurs, même si son type spectral n'est pas très adapté étant donné ceux de la binaire (estimés dans le chapitre IV). En effet, les observations de cette étoile sont beaucoup plus profondes que celles de DF Tau et le facteur multiplicatif à employer pour soustraire la FEP est très faible.

L'image obtenue à $1\ \mu\text{m}$ est présentée dans la figure V.6; fortuitement, les aigrettes de diffraction sont orientées dans la même direction que dans les images WFPC2. La résolution des images est légèrement moins bonne dans l'image NICMOS du fait de la plus grande longueur d'onde.

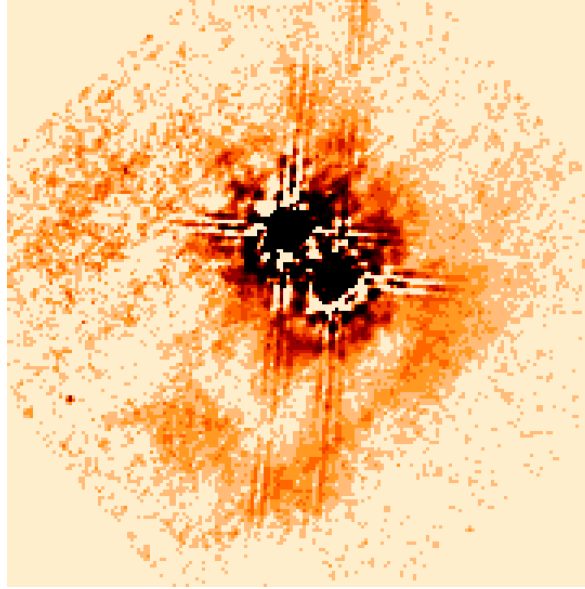


Figure V.6: Carte d'intensité du disque de UY Aur, après soustraction des FEP, obtenue à $1\ \mu\text{m}$. Le nord est en haut, et l'est à gauche; la taille des pixels est de $0''.043$, l'image ayant une taille d'environ $8''$. Les aigrettes ne sont pas soustraites parfaitement, mais elles laissent tout de même deviner la continuité du disque. La zone apparemment brillante située à l'est de la binaire n'est pas réelle: il s'agit d'une zone où la réponse du détecteur est très mauvaise.

V.4.3 Morphologie de l'environnement de UY Aur

Plusieurs structures nettement séparées semblent apparaître dans les différentes images, et nous allons les décrire séparément, avant d'ajouter les cartes de polarisation à notre ensemble de données.

Le disque circumbinaire

On voit nettement dans les images WFPC2 un arc lumineux et très fin au sud-ouest de la binaire; un arc similaire est également visible dans l'image NICMOS. L'extension et la courbure de l'arc sont les mêmes dans les trois images, et sont en accord avec les observations de Close *et al.* (1998). Cet arc semble nettement séparé d'une zone assez étendue de forme complexe, située au sud-est de la binaire. Cette zone sera décrite plus loin.

Il est tentant d'assimiler cet arc au bord interne de l'anneau circumbinaire détecté dans le domaine radio. Si l'on ajuste une ellipse sur cet arc, et en supposant que la forme intrinsèque de l'anneau est circulaire, on peut estimer que l'inclinaison du système est de l'ordre de $60\text{--}65^\circ$. Cette valeur est sensiblement plus élevée que la

première estimation, obtenue par Close *et al.* (1998) (environ 42°). La différence entre les deux estimations réside dans le fait que la qualité des images déconvoluées de Close *et al.* ne permettait pas de distinguer l'arc de la zone étendue au sud-est, alors que les deux structures semblent nettement séparées dans nos images, le prolongement naturel de l'arc étant éloigné de cette région. Le bord de l'arc le plus proche de la binaire se situe à environ $1''.5$ au sud-ouest du secondaire, soit une distance projetée d'environ 200 UA.

Le fait que l'inclinaison du système soit plus élevée que ce qui était supposé précédemment permet de résoudre un problème posé par les données radio: avec une inclinaison de 42° et la résolution des images de Duvert *et al.* (1998), les images auraient dû révéler un vide complet au centre de l'anneau, ce qui n'est pas le cas. Si le disque est en réalité plus incliné, la dilution du flux dans le lobe de l'interféromètre combinée à l'épaisseur du disque explique naturellement cet effet, ainsi que l'avaient déjà suggéré Duvert *et al.*.

Une implication directe de cette nouvelle estimation de l'inclinaison est que le rapport entre le rayon interne du disque et la séparation physique de la binaire est d'environ 2.3, c'est-à-dire sensiblement moins que ce que nous avons estimé auparavant pour GG Tau. Bien sûr, UY Aur pourrait être sur une orbite elliptique, proche de son apoastre, et c'est en fait le demi-grand axe qui doit être pris en compte, aussi est-il encore trop tôt pour conclure.

Les nouvelles images révèlent également d'autres détails dans le disque circumbinaire: l'image à 606 nm indique que l'arc se sépare en deux arcs distincts vers nord-ouest. L'ajustement d'une ellipse sur l'arc brillant suggère que c'est la partie la plus éloignée des étoiles qui appartient au disque à proprement parler. D'autre part, l'image à $1\ \mu\text{m}$ indique que la partie brillante de l'arc se dissocie du disque lui-même vers le sud-ouest: la partie non résolue de l'arc se rapproche sensiblement des étoiles, alors qu'il semble que le disque se poursuit à l'extérieur, tout en devenant moins brillant. Cette morphologie ne peut être confirmée par les images à plus courte longueur d'onde, en raison des problèmes liés à la soustraction de FEP. Il faut tout de même rappeler que les premières images de Close *et al.* (1998) montraient l'existence d'un arc reliant le disque extérieur à un point situé à moins de $1''$ des étoiles. La nouvelle image à $1\ \mu\text{m}$ semble confirmer la présence de cette structure, même s'il nous est impossible de la tracer aussi près des étoiles.

Aucune de nos images ne semble révéler la face opposée du disque, contrairement à ce qui est observé pour GG Tau. A 606 nm, le rapport de flux entre les faces avant et arrière est au minimum un facteur quinze (3^m0); notre image à $1\ \mu\text{m}$ permet de placer une limite inférieure à ce rapport de l'ordre de trois (1^m2). Nous verrons dans nos simulations que cette observation est une contrainte forte en faveur d'une inclinaison

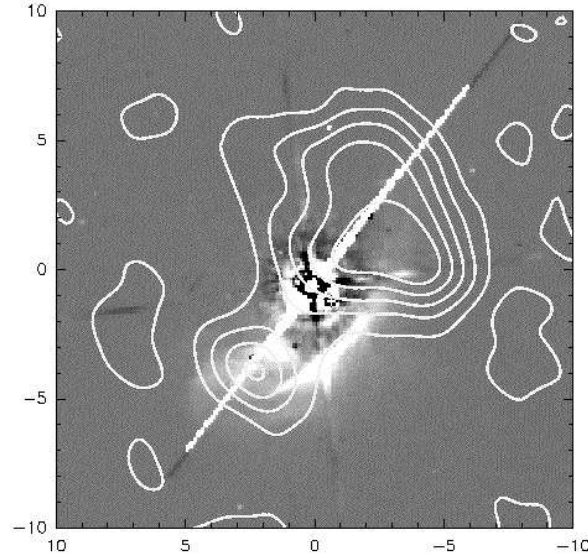


Figure V.7: Superposition de l'image à 606 nm de UY Aur avec la carte radio en ^{13}CO de Duvert *et al.* (1998). La carte radio ne présente en fait qu'un des canaux décalés vers le rouge de l'émission dans cette raie, afin de visualiser les parties du disque, situées au nord-ouest, qui s'éloignent de l'observateur en raison de la rotation du système. De façon surprenante, une zone d'émission est également détectée de l'autre côté de la binaire, à la même position que la zone étendue observée en lumière diffusée.

élevée pour le système.

La zone étendue au sud-est

La deuxième structure qui apparaît clairement dans toutes nos images est une zone très étendue et à peu près aussi brillante que le disque lui-même, située au sud-est de la binaire. La finesse de nos images WFPC2 permet de constater qu'il s'agit en fait d'une structure complexe, de forme plus ou moins conique, qui s'élargit en s'éloignant des étoiles. Dans l'image à 606 nm, cette zone peut-être détectée jusqu'à environ $6''.5$ des étoiles, soit une distance projetée de l'ordre de 900 UA. Cette distance correspond grossièrement à la taille du disque lui-même.

La nature de cette zone est assez mystérieuse, mais un point intéressant est fourni par la figure V.7: à la position de cette zone de diffusion, un filament d'émission radio est observé dans les données de Duvert *et al.* (1998). Ce finalement présente une plage de vitesse qui n'est pas compatible avec une structure en rotation képlérienne autour de la binaire centrale. Il pourrait s'agir d'un filament de gaz du nuage moléculaire indépendant de la binaire, et situé fortuitement à proximité de UY Aur. Cependant,

ainsi que l'ont noté Duvert *et al.*, cette configuration est assez peu probable. Qui plus est, si ce filament n'était pas à proximité de la binaire, il ne pourrait diffuser la lumière qui en émane. Il semble donc s'agir d'une structure qui se situe physiquement dans le voisinage du système. Cependant, nos images ne permettent pas de décider quelle est son origine, et pourquoi son interaction avec la binaire ne l'a pas détruit.

De possibles structures plus proches des étoiles

Outre ces deux structures principales, qui sont situées à relativement grande distance des étoiles, nos images semblent également révéler la présence de matière plus près des étoiles. Les difficultés rencontrées avec la soustraction des FEP sont telles qu'il est difficile de décider si ces structures sont réelles, aussi nous allons simplement les décrire en laissant au futur le soin de décider de leur statut.

Tout d'abord, l'image à $1\ \mu\text{m}$ révèle un arc très brillant à moins de $1''$ du secondaire et centré sur celui-ci. Cet arc apparaît dans nos images quelles que soit la FEP utilisée, et cela, même si une erreur assez importante est commise sur le facteur multiplicatif utilisé pour la soustraction. Il s'agit donc d'une structure réellement présente dans nos données et non d'un artefact introduit par le traitement des images. Il est intéressant de noter que les deux images WFPC2 suggèrent la présence d'au moins une partie de cet arc, au sud-est du secondaire. Cela renforce la possibilité que cette structure soit réelle.

Par ailleurs, un petit arc est visible vers le nord-est du primaire dans l'image à $1\ \mu\text{m}$, dans l'alignement de la binaire. A nouveau, cela ne dépend pas de la FEP utilisée ni du détail de la soustraction, mais aucune contrepartie n'est détectée dans les images à plus courte longueur d'onde, car la soustraction de FEP a été trop forte dans ces zones, aboutissant à des flux négatifs.

V.4.4 Cartes de polarisation

Etant donné le très faible rapport signal à bruit dans la carte d'intensité du disque, la carte de polarisation est également fortement bruitée. Pour diminuer cet effet, nous avons recombinaé les images d'un facteur trois dans chaque direction. Même ainsi, la seule partie où la polarisation semble structurée à $1\ \mu\text{m}$ est l'arc non résolu. Le taux moyen de polarisation y est de 20–25 %, et les vecteurs y sont à peu près dans une configuration centrosymétrique, en accord avec les résultats de Potter *et al.* (1999). Dans la zone mystérieuse située au sud-est, au contraire, les vecteurs de polarisation semblent orientés dans toutes les directions, sans orientation privilégiée. Ce résultat est nettement différent de ceux de Potter *et al.*, selon lesquels l'ensemble de la carte de polarisation de l'environnement de UY Aur présente une structure centrosymétrique.

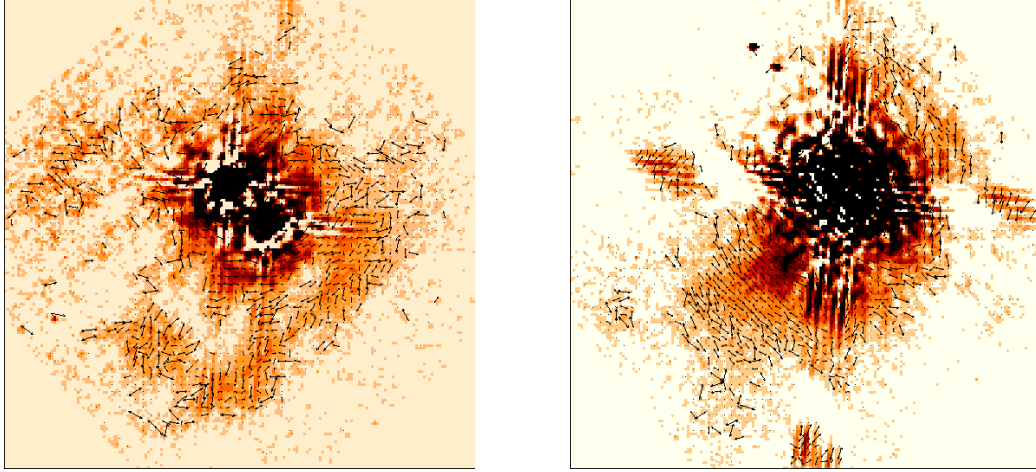


Figure V.8: Cartes de polarisation du disque de UY Aur à $1\,\mu\text{m}$ (*gauche*) et $2\,\mu\text{m}$ (*droite*). L'orientation et la taille de l'image à $1\,\mu\text{m}$ est la même que dans la figure V.6. L'image à $2\,\mu\text{m}$ est orientée de la même façon, mais sa taille est de l'ordre de $11''$. Dans le second cas, les étoiles ont été tellement exposées que la soustraction de FEP est très médiocre, n'autorisant pas la détection de l'anneau, mais juste celle de la zone étendue au sud-est. Les cartes de polarisation ont été calculées dans des boîtes de trois pixels de côté afin d'augmenter le rapport signal à bruit.

La différence pourrait être imputée à un trop faible rapport signal à bruit dans nos données ou à des effets systématiques introduits par la procédure de réduction de données employée par Potter *et al.*, qui comporte des déconvolutions déliactes à calibrer.

A $2\,\mu\text{m}$, dans la seule zone qui soit clairement détectée, la polarisation est également centrosymétrique, avec un taux typique de 35–40 %. Les deux cartes de polarisation sont présentées dans la figure V.8. Il peut sembler étrange que la polarisation soit bien structurée dans cette zone à $2\,\mu\text{m}$, alors qu'elle ne l'est pas à $1\,\mu\text{m}$. Deux possibilités sont envisageables: soit nos données à $1\,\mu\text{m}$ souffrent d'un rapport signal à bruit trop faible pour qu'il soit possible de déterminer avec précision la polarisation, soit la zone que nous détectons à $2\,\mu\text{m}$ appartient au disque proprement dit, ce qui ne serait pas le cas de la région visible à plus courte longueur d'onde.

Il aurait été préférable de pouvoir mesurer la polarisation à deux longueurs d'onde à la même position dans le disque, mais cela s'est avéré impossible. Nous utiliserons donc deux contraintes complémentaires, mais il faut bien insister sur le fait que le lien entre les deux n'est pas évident. Si la zone étendue au sud-est de la binaire est en fait indépendante du reste du disque, rien ne permet de conclure que cette structure soit dans le même plan que la binaire, ce qui en compliquerait encore l'interprétation.

V.4.5 Modélisation

Présentation

Comme pour GG Tau, nous n'avons pas effectué une modélisation entièrement auto-consistante. Nous avons utilisé comme base de départ le résultat des simulations de Karl Stapelfeldt sur les images WFPC2 que nous avons décrites. Ce modèle est celui d'un disque s'étendant de 700 à 900 UA, avec une échelle de hauteur $H(r) = 12 \left(\frac{r}{100 \text{ UA}}\right)^{1.125} \text{ UA}$. Celle-ci correspond à une demi-ouverture du disque d'environ 9° , soit beaucoup moins que celle de l'anneau de GG Tau. La masse estimée de gaz dans le disque est de $10^{-3} M_\odot$. Nous adoptons par ailleurs une inclinaison du système de 65° .

Close *et al.* (1998) ont étudié les propriétés des grains présents dans le disque de UY Aur, et ont estimé que celles-ci étaient peu différentes de celles obtenues pour GG Tau. Pour mémoire, cela signifie une taille maximale des grains de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$, et une distribution $N(a) \propto a^{-4.7}$. Cependant, cette estimation est principalement basée sur le rapport de flux mesuré entre les faces avant et arrière du disque; plus précisément, c'est la variation de ce rapport avec la longueur d'onde qui permet de contraindre la taille des plus gros grains. Pourtant, les images de Close *et al.* ne sont pas très convaincantes quant à la détection de la face arrière du disque. On peut donc s'interroger sur la robustesse des conclusions basées sur ces mesures. Nous adoptons finalement la même distribution que celle utilisée pour GG Tau, avec une taille maximale des grains de $0.9 \mu\text{m}$.

Résultats des simulations

La carte d'intensité et de polarisation à $1 \mu\text{m}$ obtenue à partir de nos simulations numériques est présentée dans la figure V.9. Cette simulation suppose une masse de poussière de $10^{-3} M_\odot$ dans le disque. La morphologie du disque est assez semblable aux observations, notamment en ce qui concerne la finesse apparente de la face avant et sa faible variation de luminosité avec l'azimut. Le rapport de flux maximum entre les faces avant et arrière est de 8, c'est-à-dire $2^m 2$, qui n'aurait pu être que marginalement détecté dans les images de Close *et al.* (1998). La polarisation prédite sur la face avant est plus faible que celle qui est observée, puisqu'elle est de l'ordre de 4 % seulement.

Afin de voir s'il est possible de modifier un paramètre du modèle pour permettre un meilleur ajustement aux observations, j'ai ensuite entrepris plusieurs autres simulations.

Tout d'abord, une simulation à $2.2 \mu\text{m}$ a été menée. Le taux de polarisation est de l'ordre de 30 à 50 % dans les parties du disque situées sur son grand axe. Cela

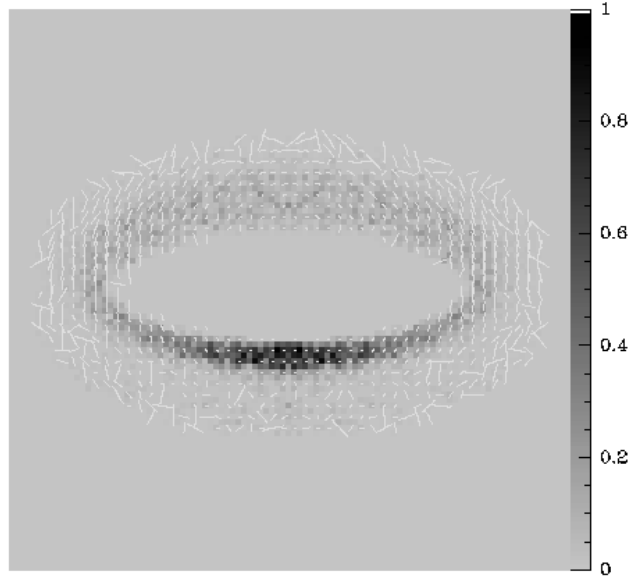


Figure V.9: Cartes d'intensité et de polarisation de UY Aur obtenues à $1\,\mu\text{m}$ prédites par nos simulations Monte-Carlo. Chaque pixel correspond à environ 20 UA, c'est-à-dire que la résolution de ces images est environ trois fois moins élevée que celles de nos observations à $1\,\mu\text{m}$. Les plus grand vecteurs de polarisation correspondent à un taux de polarisation de 100 %. Sur la partie brillante du disque, les vecteurs sont trop petits pour être visibles.

correspond bien à nos observations, ce qui est encourageant. Le rapport de flux entre les faces avant et arrière est de l'ordre de 1^m5 , assez peu différent de ce qui a été observé par Close *et al.* (1998). Les résultats de cette simulation sont présentés dans la figure V.10. Une simulation similaire à $0.6\,\mu\text{m}$ peut également être comparée avec notre image WFPC2 à cette longueur d'onde. Dans nos simulations, le rapport de flux entre les deux faces est de 3^m0 , ce qui est la limite inférieure déduite de nos images.

Nos simulations sont donc en accord avec la plupart des contraintes observationnelles pour des longueurs d'onde allant de 600 nm à $2.2\,\mu\text{m}$, illustrant au passage l'importance de l'utilisation d'observations multi-longueurs d'onde pour bien contraindre les modèles de disque. La différence entre les taux de polarisation prédits et observés à $1\,\mu\text{m}$ peut être imputé à une mauvaise estimation d'un des paramètres de notre modèle ou au rapport signal à bruit trop faible dans nos données.

Nous avons également étudié l'inclinaison du système: si celle-ci était en fait réellement proche de 45° , comme Close *et al.* (1998) l'avaient proposé, le rapport de flux à $1\,\mu\text{m}$ entre les faces avant et arrière est beaucoup plus limitée. Ce rapport serait en effet de l'ordre de 3.6, ce qui est incompatible avec les observations de Close *et al.* (1998), qui auraient pu détecter un tel rapport de flux. Nos simulations confortent

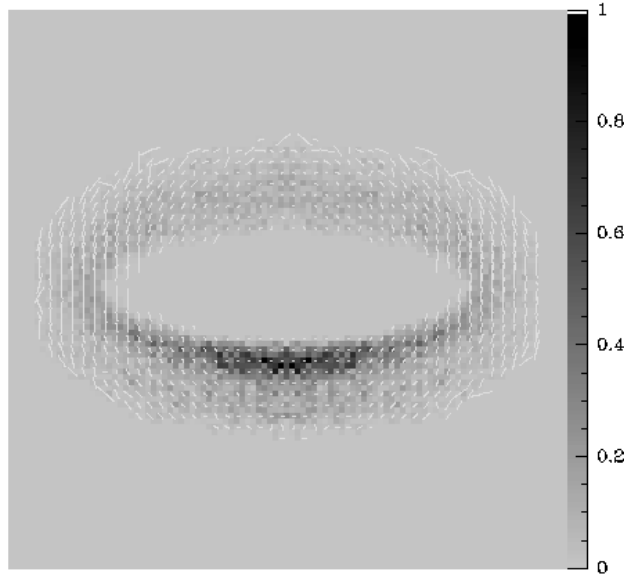


Figure V.10: Cartes d'intensité et de polarisation à $2\,\mu\text{m}$, d'après nos simulations. Le modèle est identique à celui utilisé pour obtenir la figure V.9.

donc l'idée selon laquelle l'inclinaison du système est de l'ordre de 65° .

J'ai également considéré la possibilité d'une distribution de tailles des grains similaire à celle proposée par Mathis & Whiffen (1989): $N(a) \propto a^{-3.5}$. Dans ce cas, les contrastes de la carte d'intensité sont fortement amplifiés: seule une partie limitée de la face avant du disque est observable à $1\,\mu\text{m}$, la face arrière étant plus de vingt fois moins lumineuse. La morphologie observée dans les différentes images semble intermédiaire entre cette distribution et la précédente ($N(a) \propto a^{-4.7}$), mais il est difficile de discriminer réellement les deux possibilités sans détecter distinctement la face arrière du disque à une ou plusieurs longueurs d'onde. Les taux de polarisation observés dans cette simulation sont légèrement plus faible que ceux obtenus précédemment, suggérant que le disque doit contenir un nombre important de grains de petite taille pour expliquer des taux de polarisation de plus de 10 % sur la face avant.

D'autre part, la masse de poussière que nous avons utilisée dans nos simulations peut sembler très élevée en regard de la masse de gaz contenue dans le disque¹. Nous avons donc entrepris des simulations à $1\,\mu\text{m}$ avec une masse de poussière de $10^{-4} M_\odot$ et $10^{-5} M_\odot$. Ces masses sont suffisamment faibles pour que l'épaisseur optique du disque ne soit plus extrêmement grande. En conséquence, la face avant n'apparaît plus sous la forme d'un anneau très fin, mais s'épaissit lorsque la masse du disque diminue. A

¹Cette masse est estimée à $M_d \lesssim 10^{-2} M_\odot$ par Duvert *et al.* (1998), la limite supérieure indiquant les fortes incertitudes associées à cette estimation.

la limite, si le disque devient optiquement mince, son épaisseur apparente correspond à environ $2H(R_{in}) * \cos i \approx 90 \text{ UA} \approx 0''.6$, ce qui est beaucoup plus large que ce que montre nos observations. De plus, la face arrière devient cette fois quasiment invisible puisque très peu de photons sont susceptibles d'être diffusés vers l'arrière.

Dans notre modèle, il semble donc que la masse de poussière nécessaire pour reproduire qualitativement la morphologie apparente du disque est relativement élevée. Si la proportion de poussière dans le disque n'est que de 1 % en masse, ce résultat indique que certaines des hypothèses que nous avons faites sur la structure du disque et les propriétés des grains ne sont pas vérifiées. En effet, un disque d'une masse totale de $0.1 M_{\odot}$ aurait pu être détecté dans le continuum millimétrique, comme le prouve la détection du disque circumbinaire de GG Tau.

Le disque de UY Aur pourrait par exemple contenir plus de gros grains, qui sont ceux responsables de la diffusion, et moins de petits grains, qui constituent l'essentiel de la masse. Il est également possible que, à l'instar de GG Tau, la poussière soit fortement concentrée dans une zone limitée au bord interne de l'anneau, alors que le gaz s'étendrait à beaucoup plus grande distance. Dans ce cas, une masse totale de poussière beaucoup plus faible, de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}$ ou moins, pourrait suffire pour reproduire les cartes d'intensités observées. De plus, dans cette configuration, l'émission dans le continuum aurait été trop diluée dans le lobe de l'interféromètre du Plateau de Bure pour pouvoir être détectée avec les données de Duvert *et al.* (1998). Bien sûr, il est également possible que le gaz soit fortement déplété dans ce disque, avec des masses de gaz et de poussière du même ordre de grandeur. Le futur grand interféromètre millimétrique ALMA pourrait permettre de résoudre cette énigme, grâce à sa sensibilité et sa résolution nettement supérieures à celles des instruments actuels.

V.4.6 Les prochaines étapes à franchir

Les images obtenues dans les domaines visible et IR avec le TSH nous ont permis de mieux comprendre la constitution de l'environnement de la binaire UY Aur. Ainsi, il semble que l'inclinaison du système soit plutôt de l'ordre de 60° que de 45° . Le disque circumbinaire, qui est clairement détecté de $0.6 \mu\text{m}$ jusqu'à $1 \mu\text{m}$, apparaît sous la forme d'un anneau très étroit, ce qui suggère que les grains de poussière forme une population très optiquement épaisse, au moins près du bord interne du disque. Nos images suggèrent par ailleurs l'existence d'un ou deux arcs de matière se détachant du disque principal. D'autre part, une zone assez étendue située à proximité des étoiles ne semble pas en relation directe avec le disque; le statut de cette région est encore inconnu.

Bien que les contraintes apportées par les taux de polarisation observés avec NIC-

MOS soient assez faibles en raison d'un rapport signal à bruit limité, les simulations numériques du processus de diffusion que nous avons menées reproduisent qualitativement les propriétés observées du disque. Il est ainsi nécessaire que la composante de poussière contienne des grains ayant une taille de l'ordre de $1\,\mu\text{m}$, afin d'obtenir des contrastes élevés entre les faces avant et arrière du disque, indiquées par les différentes observations (notamment dans le visible). Par ailleurs, les taux de polarisation assez forts qui ont été mesurés suggèrent que les petits grains sont encore très nombreux.

Il est difficile pour le moment de mieux contraindre les paramètres des grains diffuseurs, et c'est sans aucun doute la détection de la face arrière du disque qui permettra dans le futur de caractériser avec plus de précision le disque de UY Aur. Nous avons entrepris, en parallèle à l'analyse de ces données, de ré-observer UY Aur dans le proche IR avec le système d'optique adaptative du TCFH afin de tenter de détecter la face arrière du disque, mais nos efforts sont restés vains jusqu'à présent. Nous pouvons affirmer que celle-ci est au minimum trois fois plus faible que la face avant à $2.2\,\mu\text{m}$, mais il faudra obtenir des images encore plus profondes pour la voir apparaître.

Quant à l'interaction de la binaire centrale avec le disque circumbinaire, elle pourrait être directement responsable de l'existence des arcs de matière que l'on voit quitter le disque principal. Ces structures rappellent en effet les résultats des simulations numériques de Artymowicz & Lubow (1996). Toutefois, comme pour GG Tau, il faudra attendre l'utilisation de plus grands télescopes pour mieux isoler le disque des étoiles centrales. S'il se confirme dans le futur que la poussière du disque de UY Aur est surtout rassemblée dans une zone étroite marquant le bord interne du disque, il faudra se demander si cet effet ne résulte pas aussi de la présence de la binaire.

V.5 Disques circumstellaires

Au delà des développements possibles de l'étude des disques circumbinaires de GG Tau et UY Aur, que nous avons déjà listés, une direction vers laquelle nos efforts vont se porter est celle des disques circumstellaires à l'intérieur des systèmes binaires.

Dans cette situation, les observations en lumière diffusée sont vouées à l'échec si le disque n'est pas vu par la tranche. En dehors de cette configuration extrêmement favorable, l'image comporte non pas une, mais deux étoiles dont le flux domine largement celui du disque. Il devient donc très délicat de soustraire ces composantes pour ne conserver que le disque. Qui plus est, dans le cas d'une binaire, on s'attend à ce que les disques circumstellaires soient tronqués par des résonances gravitationnelles. Leur extension est donc sans doute plus limitée, et c'est donc encore plus près des étoiles qu'il faudrait chercher, là où l'éblouissement par l'étoile devient un casse-tête à peu

près insoluble.

Il n'est donc pas surprenant que les seuls disques circumstellaires connus à l'heure actuelle dans une binaire soient des systèmes vus pas la tranche, situation où il ne fait guère de doute qu'il s'agit bien d'un disque¹. Ces systèmes sont HK Tau, HV Tau et FS Tau. Nous avons obtenu de nouvelles données concernant les deux premiers systèmes, qui vont nous permettre prochainement de modéliser en profondeur ces disques.

Il est intéressant de rappeler la suggestion faite par Stapelfeldt *et al.* (1997) avant même la découverte de ces disques. Selon eux, en effet, les meilleures cibles pour découvrir des TT cachées par un disque vu par la tranche étaient les objets qui semblent très peu lumineux à $2\mu\text{m}$. HK Tau B, HV Tau C et FS Tau B sont effectivement parmi les objets les moins lumineux de la zone de formation du Taureau à cette longueur d'onde.

HK Tau

Le compagnon de HK Tau, connu depuis plus de vingt ans, est beaucoup moins lumineux que son primaire: le rapport de flux est d'environ $3^{m.0}$ dans le proche IR (Moneti & Zinnecker 1991), et de l'ordre de $6^{m.0}$ à 8000 \AA selon Cohen & Kuhi (1979). Pourtant, nous avons pu estimer son type spectral au chapitre précédent, et la différence entre le primaire et le secondaire (M1 et M2, respectivement) suggère que les deux objets sont de masse similaire, et un rapport de flux aussi extrême peut paraître surprenant.

L'explication de cette apparente contradiction a été obtenue grâce à des images à haute résolution angulaire du système (Stapelfeldt *et al.* 1998). Le système d'optique adaptative du TCFH a été utilisé dans le proche IR, en parallèle avec le TSH dans le domaine visible. Les images du TSH révèle une nébuleuse très allongée, avec une bande sombre en son milieu. Les images d'optique adaptative sont similaires, bien qu'elles aient une résolution légèrement moins bonne. HK Tau B n'apparaît donc pas comme une étoile "normale", mais est en fait enfoui dans un disque circumstellaire que nous voyons par la tranche. Le disque est même très optiquement épais, puisque l'étoile n'est pas du tout visible directement, ce qui suggère une extinction de l'ordre de $A_V \gtrsim 50\text{ mag}$. Un premier modèle de ce disque a pu être estimé grâce à ces observations.

Dans le même temps, Koresko (1998) a pu obtenir une image de cet objet en utilisant l'interférométrie des tavelures sur le télescope Keck. La taille du miroir primaire, 10 m, permet d'obtenir une résolution à $2\mu\text{m}$ très similaire à celle du TSH dans le visible. La morphologie du disque est très similaire à celle observée avec les images du TSH, mais

¹Il pourrait également s'agir d'une enveloppe extrêmement aplatie et très dense, mais la distinction entre ces deux types de structure est plus une question de vocabulaire que de physique.

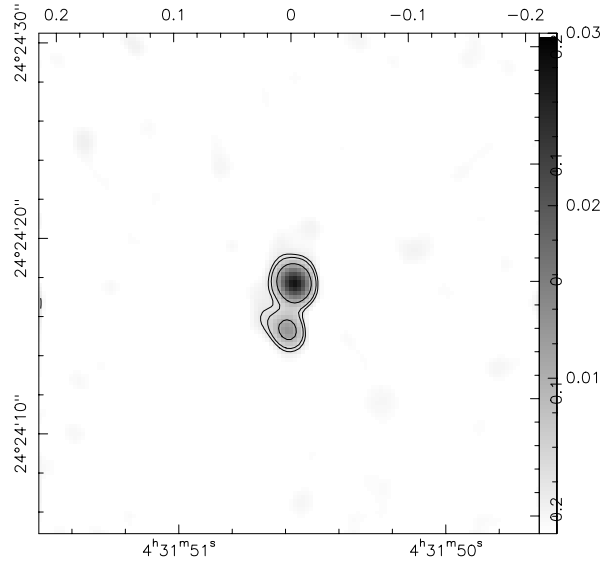


Figure V.11: Image à 1.3 mm de la binaire HK Tau à une résolution de l'ordre de $1''.5$. Les deux étoiles sont clairement séparées, et la composante entourée d'un disque vu par la tranche, située au sud, ne représente que la minorité du flux à cette longueur d'onde. De plus, malgré la résolution nettement moins élevée que les images visible ou dans l'IR, cet objet semble légèrement allongé dans la direction du disque.

Koresko (1998) montre que leur utilisation pour contraindre les modèles géométriques du disque dépend fortement du modèle choisi.

Nous avons obtenu, avec l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM, la première image permettant de résoudre la binaire à 1.3 mm (la résolution de l'image est de l'ordre de $1.5''$). Cette image, présentée dans la figure V.11, révèle que seule une fraction du flux millimétrique (12 mJy) provient de HK Tau B. Le désaccord relativement important entre les masses déterminées à partir de la lumière diffusée et du rayonnement thermique (voir Stapelfeldt *et al.* 1998) pourrait donc être expliqué par le fait que la majorité du flux du système se trouve sur le primaire. Cette constatation suggère d'ailleurs que les deux étoiles ont un disque circumstellaire, et que ceux-ci ne sont pas parallèles, puisque HK Tau A offre toutes les apparences d'une étoile, et ne ressemble en rien à son compagnon.

La combinaison de ces nouvelles données avec les images en lumière diffusée, couplée avec l'utilisation d'un code numérique prédisant le rayonnement thermique, permettra d'obtenir un modèle complètement cohérent du disque de HK Tau B.

Quant à l'influence de la binaire sur ce disque, elle pourrait directement se faire sentir dans la valeur du rayon auquel le disque est tronqué. Le rapport entre rayon du disque et séparation de la binaire est de l'ordre d'un facteur quatre, mais c'est la sépa-

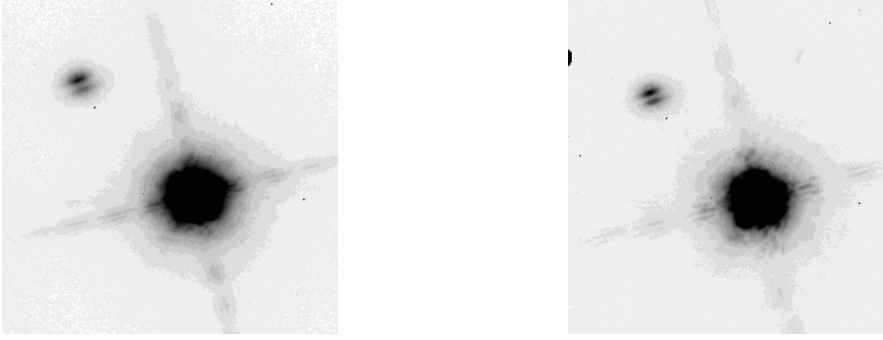


Figure V.12: Images profondes du système triple HV Tau à $1.65\ \mu\text{m}$ (*gauche*) et $2.2\ \mu\text{m}$ (*droite*). La forme caractéristique de HV Tau C est clairement visible. Les deux images font environ $9''$ de côté. Les temps de pose sont de 30 secondes dans chacun des filtres.

ration réelle de la binaire qu'il faut prendre en compte; celle-ci pourrait être beaucoup plus élevée (Stapelfeldt *et al.* 1998). De plus, il semble qu'une légère asymétrie soit présente dans le disque, les flux observés de chaque côté de l'axe de symétrie du disque n'étant pas exactement les mêmes. Cela pourrait également résulter de l'influence de l'autre composante de la binaire.

HV Tau

Monin & Bouvier (2000) ont récemment découvert un nouveau système du type de HK Tau grâce à des images obtenues avec le système d'optique adaptative du TCFH. Il s'agit de HV Tau, qui est en réalité un système triple. En plus d'une étoile enfouie dans son disque circumstellaire et totalement invisible directement, deux autres étoiles, séparées d'environ 10 UA l'une de l'autre, sont situées à une distance projetée d'environ 500 UA. La morphologie des images de HV Tau C est semblable à celle de HK Tau B, si ce n'est que le disque semble moins étendu en rayon dans le cas de HV Tau.

Très peu de choses sont connues à l'heure actuelle sur ce disque en raison de sa découverte très récente. Avant de pouvoir le modéliser, il est donc nécessaire d'accumuler les données, après quoi une étude similaire à celle de HK Tau pourra être menée. Nous disposons déjà de données dans le proche IR obtenues avec le système d'optique adaptative du TCFH (voir la figure V.12), ainsi que d'images dans deux bandes visibles obtenues avec WFPC2 sur le TSH (voir la figure V.13).

On constate d'ores et déjà que la taille apparente du disque est à peu près la même à toutes les longueurs d'onde, ce qui suggère que nous observons réellement son bord externe, qui serait alors situé à environ 50 UA de l'étoile. Ce rayon est très petit par rapport à la séparation projetée de la binaire, qui est de l'ordre de 500 UA, ce

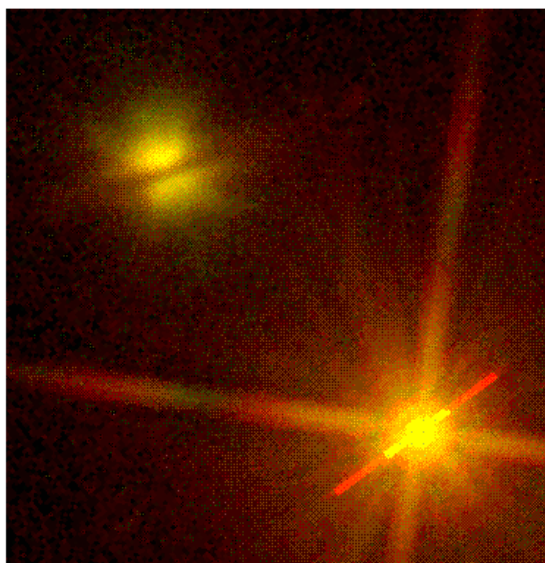


Figure V.13: Image visible du disque entourant HV Tau C. Cette image est en fait la combinaison de deux filtres, à 6000 et 8000Å environ. L'étoile primaire, qui est en fait une binaire serrée, est fortement saturée sur cette image. L'image à une taille d'environ 6".

qui pourrait révéler des interactions dynamiques très importantes à l'intérieur de ce système. Le fait qu'il s'agisse d'un système triple pourrait ainsi augmenter l'importance des effets dynamiques.

D'autre part, les images obtenues dans le visible suggèrent la présence d'un jet émanant de HV Tau C: l'image obtenue dans le filtre centré à 6000Å, qui contient H α ainsi que plusieurs raies interdites qui tracent les jets des TT, est allongée perpendiculairement au plan du disque, alors que ce n'est pas le cas de celle obtenue avec le filtre à 8000Å. Il s'agirait donc d'un objet semblable à HH 30 par sa morphologie (Burrows *et al.* 1996).

Nous avons déjà un ensemble de données suffisant pour commencer de modéliser ce disque, ce que nous allons entreprendre prochainement. Parallèlement, nous espérons obtenir des observations dans le domaine radio qui permettraient, comme pour HK Tau, d'étudier le rayonnement thermique de ce disque. Si celui-ci est effectivement limité à un rayon assez faible, on peut s'attendre à ce que le flux millimétrique soit assez faible.

Nous espérons aboutir à un modèle complet de ce système dans les mois qui viennent, en même temps que celui de HK Tau. Par la suite, afin de compléter notre étude, nous étudierons des systèmes simples, pour voir si leurs propriétés sont réellement différentes, auquel cas l'influence dynamique directe d'un compagnon pourra être étudiée en détails. Enfin, lorsque l'instrument NICMOS sera remis en fonctionnement, il sera

possible d'obtenir des cartes de polarisation dans le proche IR de HK Tau et HV Tau, qui fourniront à n'en pas douter de très fortes contraintes sur les modèles.

Conclusion et perspectives

Il est établi depuis de nombreuses années que les systèmes binaires et multiples sont plus nombreux que les étoiles isolées comme le Soleil. Pourtant, les détails du processus aboutissant à la formation de tels systèmes sont encore très mal connus, et de nombreux travaux continuent de se consacrer à ce sujet, tant d'un point de vue théorique ou numérique que par l'obtention de nouvelles observations.

Tout au long de ce travail de thèse, j'ai accumulé des données à haute résolution angulaire d'étoiles jeunes. L'objectif de ces observations était double, puisque nous souhaitions tout d'abord estimer la fraction de binaires visuelles dans des populations stellaires aussi différentes que possible les une des autres. D'autre part, j'ai essayé de caractériser les disques d'accrétion présents dans les systèmes binaires T Tauri en identifiant les étoiles qui en possèdent un et en obtenant des images directes de quelques-uns d'entre eux.

Dans un premier temps, nous avons déterminé les propriétés statistiques des binaires visuelles dans des populations stellaires bien définies. Ces propriétés sont la proportion de systèmes multiples et les distributions de rapports de masse et de périodes orbitales. Je me suis d'abord concentré sur deux amas très jeunes: IC 348 et NGC 6611, dans lesquels nous avons observés près de quatre-vingt objets de faible masse et une cinquantaine d'étoiles massives, respectivement. Le système d'optique adaptative du Télescope Canada-France-Hawaïi a été utilisé pour obtenir ces données.

Après avoir tenu compte d'un certain nombre de compagnons qui auraient pu rester indétectés car trop proche de l'étoile primaire, nous avons montré que les étoiles de faible masse de IC 348 avaient une proportion de binaires en bon accord avec ce qui est observé sur la séquence principale, dans l'intervalle de séparations 33–2600 UA. Dans NGC 6611, les résultats présentés ici indiquent que les étoiles massives de cet amas ont probablement beaucoup plus de compagnons larges que les étoiles de type solaire de la SP, avec une propension pour les compagnons de faible masse.

Une analyse cohérente des différentes recherches de binaires visuelles entreprises ces dernières années dans des populations d'étoiles de faible masse a ensuite été effectuée. Celle-ci a permis de comparer entre eux les différentes populations, et d'élucider les résultats parfois non concordants obtenus pour certaines d'entre elles. L'analyse de ces

résultats a permis de mettre en évidence certaines tendances générales:

- les amas stellaires denses, quel que soit leur âge, présentent une proportion de binaires en accord avec celle observée sur la séquence principale
- les associations d'étoiles T Tauri, sauf celle du Loup, présentent un excès de binaires visuelles, d'un facteur multiplicatif de l'ordre de 1.6
- la distribution de rapports de masse observée est la même dans toutes les populations étudiées; cette distribution est à peu près plate sur l'intervalle $q = 0-1$
- la distribution de périodes orbitales des amas âgés de quelques centaines de millions d'années présente un déficit de binaires à grande séparations (entre 300 et 1500 UA)

Ces résultats suggèrent que la fraction de binaires n'évolue pas avec le temps, en tout cas pas sur une échelle de temps supérieure à quelques centaines de milliers d'années. Le comportement des binaires avant un million d'années est pour le moment non contraint par les observations. Ces différentes observations sont globalement en accord avec les prédictions des modèles d'évolution dynamique des amas denses, même si certaines vérifications doivent encore être effectuées. Schématiquement, le processus de formation stellaire aboutit à une proportion initiale de 100 %, puis les nombreuses interactions entre les différents membres de l'amas détruisent une partie des binaires les plus larges. Les amas sont les seuls environnements suffisamment denses pour que ce mécanisme puisse fonctionner efficacement.

Dans une deuxième approche, nous nous sommes intéressé à l'existence et aux propriétés des disques d'accrétion des étoiles T Tauri lorsque celles-ci appartiennent à un système multiple. Une première étude statistique utilisant la spectroscopie visible des systèmes binaires a permis de décider quelles étoiles possédaient un disque et, pour les systèmes possédant deux disques, laquelle présentait le taux d'accrétion le plus élevé.

Nos observations de binaires ayant des séparations comprises entre 125 et 1400 UA révèlent que lorsqu'une des composantes possède un disque, c'est très souvent le cas pour l'autre. Les systèmes avec un seul disque sont beaucoup plus rares qu'on aurait pu s'y attendre; dans les quelques cas de ce genre, c'est toujours le primaire qui a conservé son disque plus longtemps. D'autre part, lorsque les deux étoiles accrètent encore activement, c'est presque toujours l'objet le plus massif qui possède le taux d'accrétion le plus élevé.

Ces résultats suggèrent que les disques des deux étoiles survivent à peu près aussi longtemps l'un que l'autre, bien que le primaire présente un taux d'accrétion plus élevé. Deux type d'interprétations sont envisageables, mais aucune ne semble pleinement satisfaisant pour le moment. Soit l'étoile la plus massive est entouré d'un disque également plus massif, la différence de masse des disques compensant grossièrement la différence de taux d'accrétion, soit les deux disques sont en fait alimentés par un vaste réservoir circumbinaire commun.

Enfin, des images à très haute résolution angulaire des disques circumbinaires de GG Tau et UY Aur ont été obtenues avec le Télescope Spatial Hubble, dans le visible et l'infrarouge. Ces images permettent notamment de détailler la morphologie de ces deux disques. De plus, des cartes de polarisation dans le proche infrarouge ont été obtenues pour ces deux disques. Parmi les détails importants révélés par nos nouvelles images, citons le fait que l'inclinaison du disque de UY Aur est ré-évaluée à la hausse, et que l'anneau de GG Tau présente un aspect beaucoup plus homogène que ne le laissaient paraître les images précédentes.

En parallèle à ces observations, j'ai utilisé un code Monte-Carlo pour décrire la diffusion multiple des photons dans un environnement semblable à celui observé. Les premières simulations montrent que les cartes d'intensité et de polarisation des deux objets peuvent être reproduites de façon satisfaisante. Nos simulations indiquent que les disques des T Tauri comportent essentiellement des petits grains (moins de $1\ \mu\text{m}$).

Le travail présenté dans cette thèse, bien qu'il apporte un certain nombre d'éléments importants à la compréhension de ces systèmes, ne représente pas la fin de leur étude, bien au contraire. En ce qui concerne les recherches systématiques de binaires, les prochaines étapes importantes de cette étude sont l'observation d'amas très jeunes, encore enfouis dans leur nuage moléculaire, et le suivi spectroscopique des compagnons détectés pour étudier les masses de ces objets. De même, l'étude de l'accrétion dans les systèmes binaires fera un grand pas en avant lorsque des données seront obtenues pour des binaires plus serrées; en effet, on s'attend à ce que les effets de l'influence du compagnon soient alors plus forts que dans le domaine de séparations que nous avons étudié ici. Enfin, outre la découverte attendue de nouveaux disques circumbinaires, l'observation et la modélisation de disques *circumstellaires* dans des systèmes *binaires* révélera sans aucun doute des informations très intéressantes. Nous possédons déjà certaines données concernant deux disques de ce type. A plus long terme, la comparaison entre les disques d'étoiles simples et d'étoiles binaires pourra également être menée afin d'identifier les influences du compagnon sur le disque. Enfin, le lien entre

les disques des TT et ceux des étoiles plus évoluées, du type de β Pic, reste encore à établir de façon définitive, ce qui nécessite d'appréhender les propriétés de disques à différents stades évolutifs.

Bref, le travail ne manque pas, et l'ensemble des travaux présentés ici indiquent certains des chemins à suivre dans le futur, en attendant que d'autres idées apparaissent et viennent compléter notre vision actuelle des systèmes binaires jeunes et de leur environnement.

Références bibliographiques

- Abt, H. A., Gomez, A. E. & Levy, S. G. 1990, *The frequency and formation mechanism of B2-B5 main-sequence binaries*, ApJs **74**, 551.
- Agapitou, V. & Papaloizou, J. C. B. 2000, *Accretion disk-stellar magnetosphere interaction: field line inflation and the effect on the spin-down torque*, MNRAS .
- Alencar, S. H. P. & Basri, G. 2000, *Profiles of strong permitted lines in classical T Tauri stars*, AJ **119**, 1881.
- Allen, L. E. & Strom, K. M. 1995, *Moderate-resolution spectral standards from λ 5600 to λ 9000*, AJ **109**, 1379.
- André, P. 1993, *Observations of protostars and protostellar stages*, in Montmerle, Lada, Mirabel & Trân Thanh Vân (éditeurs), *The cold universe*, p. 179.
- André, P., Motte, F. & Bacmann, A. 1999, *The initial conditions of star formation: observations of prestellar cores and young protostars*, in Nakamoto (éditeur), *Star Formation 1999*, p. 145.
- Appenzeller, I., Oestreicher, R. & Jankovics, I. 1984, *Forbidden-line profiles of T Tauri stars*, A&A **141**, 108.
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1994, *Dynamics of binary-disk interaction. I: Resonances and disk gap sizes*, ApJ **421**, 651.
- Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1996, *Mass flow through gaps in circumbinary disks*, ApJ **467**, L77.
- Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., Mouillet, D. & Ménard, F. 1999a, *HST/NICMOS2 observations of the HD 141569 A circumstellar disk*, A&A **350**, L51.
- Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B. & Grorod, P. A. 1999b, *On the HR 4796 A circumstellar disk*, A&A **348**, 557.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. & Hauschildt, P. H. 1998, *Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams*, A&A **337**, 403.
- Basri, G., Marcy, G. W. & Graham, J. R. 1996, *Lithium in brown dwarf candidates: the mass and age of the faintest Pleiades stars*, ApJ **458**, 600.
- Bate, M. R. 1998, *Collapse of a molecular cloud core to stellar densities: the first three-dimensional calculations*, ApJ **508**, L95.
- Bate, M. R. & Bonnell, I. A. 1997, *Accretion during binary star formation - II. Gaseous accretion and disc formation*, MNRAS **285**, 33.
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S. & Guesten, R. 1990, *A survey for circumstellar disks around young stellar objects*, AJ **99**, 924.

- Belikov, A. N., Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E. & Schilbach, E. 1999, *The extremely young open cluster NGC 6611: compiled catalogue, absorption map and the HR diagram*, A&As **134**, 525.
- Bertout, C. 1989, *T Tauri stars - Wild as dust*, ARA&A **27**, 351.
- Bertout, C., Basri, G. & Bouvier, J. 1988, *Accretion disks around T Tauri stars*, ApJ **330**, 350.
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets*, MNRAS **199**, 883.
- Böhm-Vitense, E. 1981, *The effective temperature scale*, ARA&A **19**, 295.
- Bonnell, I., Arcoragi, J., Martel, H. & Bastien, P. 1992, *Fragmentation of elongated cylindrical clouds. IV - Clouds with solid-body rotation about an arbitrary axis*, ApJ **400**, 579.
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 1994a, *Massive circumbinary discs and the formation of multiple systems*, MNRAS **269**, L45.
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 1994b, *The formation of close binary systems*, MNRAS **271**, 999.
- Bonsack, W. K. & Greenstein, J. L. 1960, *The abundance of lithium in T Tauri Stars and related objects*, ApJ **131**, 83.
- Borgman, J. & Blaauw, A. 1964, "Luminosities and photometric distances of early-type stars", Bull. Astron. Inst. Netherlands **17**, 358.
- Bosch, G. I., Morrell, N. I. & Niemela, V. S. 1999, *Stellar spectroscopy in NGC 6611 : binary frequency and new spectral types of several early type stars*, Rev. Mex. Astron. Astrof. **35**, 85.
- Boss, A. P. 1998, *The Jeans mass constraint and the fragmentation of molecular cloud cores*, ApJ **501**, L77.
- Boss, A. P. & Bodenheimer, P. 1979, *Fragmentation in a rotating protostar - A comparison of two three-dimensional computer codes*, ApJ **234**, 289.
- Bouvier, J. & Corporon, P. 2000, *Herbig AeBe visual binaries*, in Mathieu & Zinnecker (éditeurs), *The formation of binary stars*, IAU symposium 200.
- Bouvier, J., Rigaut, F. & Nadeau, D. 1997, *Pleiades low-mass binaries: do companions affect the evolution of protoplanetary disks?*, A&A **323**, 139.
- Brandner, W., Alcalá, J. M., Kunkel, M., Moneti, A. & Zinnecker, H. 1996, *Multiplicity among T Tauri stars in OB and T associations. Implications for binary star formation*, A&A **307**, 121.
- Brandner, W. & Zinnecker, H. 1997, *Physical properties of 90 AU to 250 AU pre-main-sequence binaries*, A&A **321**, 220.
- Briceño, C., Hartmann, L. W., Stauffer, J. R., Gagné, M., Stern, R. A. & Caillault, J.-P. 1997, *X-rays surveys and the Post-T Tauri problem*, AJ **113**, 740.
- Burkert, A., Bate, M. R. & Bodenheimer, P. 1997, *Protostellar fragmentation in a power-law density distribution*, MNRAS **289**, 497.
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., Krist, J. E., Ballester, G. E., Clarke, J. T., Crisp, D., Gallagher, J. S., Griffiths, R. E. et al. 1996, *Hubble Space Telescope observations of the disk and jet of HH 30*, ApJ **473**, 437.

- Calvet, N., Hartmann, L. & Strom, S. E. 2000, *Evolution of disk accretion*, in Mannings, Boss & Russell (éditeurs), *Protostars and Planets IV*.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W. & Mayor, M. 2000, *Detection of planetary transits across a Sun-like star*, *ApJ* **529**, L45.
- Chen, H., Grenfell, T. G., Myers, P. C. & Hughes, J. D. 1997, *Comparison of star formation in five nearby molecular clouds*, *ApJ* **478**, 295.
- Chini, R. 1981, *Multicolour photometry of stars in the Ophiuchus dark cloud region*, *A&A* **99**, 346.
- Clarke, C. J. & Pringle, J. E. 1991, *Star-disc interactions and binary star formation*, *MNRAS* **249**, 584.
- Close, L. M., Dutrey, A., Roddier, F., Guilloteau, S., Roddier, C., Northcott, M., Ménard, F., Duvert, G., Graves, J. E. *et al.* 1998, *Adaptive optics imaging of the circumbinary disk around the T Tauri binary UY Aurigae: estimates of the binary mass and circumbinary dust grain size distribution*, *ApJ* **499**, 883.
- Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *Observational studies of pre-main-sequence evolution*, *ApJs* **41**, 743.
- Comerón, F. 1999, *Vertical motion and expansion of the Gould Belt*, *A&A* **351**, 506.
- Corporon, P. & Lagrange, A. M. 1999, *A search for spectroscopic binaries among Herbig Ae/Be stars*, *A&As* **136**, 429.
- D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1996, *Stellar models and luminosity functions for the population II main sequence down to its lower end*, *ApJ* **456**, 329.
- de Winter, D., Kouis, C., Thé, P. S., van Den Ancker, M. E., Pérez, M. R. & Bibo, E. A. 1997, *Pre-main sequence candidates in the very young open cluster NGC 6611*, *A&As* **121**, 223.
- di Sigalotti, L. & Klapp, J. 1997, *Protostellar binary fragmentation: a comparison of results from two distinct second-order hydrodynamic codes*, *A&A* **319**, 547.
- Doyon, R., Nadeau, D., Vallée, P., Starr, B. M., Cuillandre, J.-C., Beuzit, J.-L., Beigbeder, F. & Brau-Nogue, S. 1998, *KIR: the high-spatial-resolution 1024×1024 near-infrared camera of the Canada-France-Hawaii Telescope*, *Proc. SPIE* **3354**, 760.
- Duchêne, G. 1998, *Binary fraction in low-mass star forming regions: a reexamination of the possible excesses and implications*, *A&A* **341**, 547.
- Duchêne, G., Bouvier, J. & Simon, T. 1998, *Low-mass binaries in the young cluster IC 348: implications for binary formation and evolution*, *A&A* **343**, 831.
- Duchêne, G., Monin, J.-L., Bouvier, J. & Ménard, F. 1999, *Accretion in Taurus PMS binaries: a spectroscopic study*, *A&A* **351**, 954.
- Duquennoy, A. & Mayor, M. 1991, *Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample*, *A&A* **248**, 485, (DM91).
- Durisen, R. H., Gingold, R. A., Tohline, J. E. & Boss, A. P. 1986, *Dynamic fission instabilities in rapidly rotating $N = 3/2$ polytropes - A comparison of results from finite-difference and smoothed particle hydrodynamics codes*, *ApJ* **305**, 281.
- Durisen, R. H. & Sterzik, M. F. 1994, *Do star forming regions have different binary fractions?*, *A&A* **286**, 84.

- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., Prato, L., Simon, M., Schuster, K. & Ménard, F. 1996, *Dust and gas distribution around T Tauri stars in Taurus-Auriga. I. Interferometric 2.7 mm continuum and ^{13}CO $J=1-0$ observations*, A&A **309**, 493.
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Prato, L., Simon, M., Duvert, G., Schuster, K. & Ménard, F. 1998, *CO study of the GM Aurigae keplerian disk*, A&A **338**, L63.
- Dutrey, A., Guilloteau, S. & Simon, M. 1994, *Images of the GG Tauri rotating ring*, A&A **286**, 149.
- Duvert, G., Dutrey, A., Guilloteau, S., Ménard, F., Schuster, K., Prato, L. & Simon, M. 1998, *Disks in the UY Aurigae binary*, A&A **332**, 867.
- Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L. & Andrulis, C. 1994, *Spectroscopic evidence for magnetospheric accretion in classical T Tauri stars*, AJ **108**, 1056.
- Edwards, S., Ray, T. & Mundt, R. 1993, *Energetic mass outflows from young stars*, in Levy & Lunine (éditeurs), *Protostars and planets III*, p. 567.
- Eggleton, P. & Kiseleva, L. 1995, *An empirical condition for stability of hierarchical triple systems*, ApJ **455**, 640.
- Elias, J. H. 1978, *A study of the Taurus dark cloud complex*, ApJ **224**, 857.
- Feigelson, E. D. 1996, *Dispersed T Tauri stars and galactic star formation*, ApJ **468**, 306.
- Fischer, D. A. & Marcy, G. W. 1992, *Multiplicity among M dwarfs*, ApJ **396**, 178.
- Forveille, T., Beuzit, J., Delfosse, X., Ségransan, D., Beck, F., Mayor, M., Perrier, C., Tokovinin, A. & Udry, S. 1999, *Accurate masses of very low-mass stars. I. GL 570BC ($0.6 M_{\odot} + 0.4 M_{\odot}$)*, A&A **351**, 619.
- Geoffray, H. & Monin, J. L. 1999, *ADONIS 1 to 5 μm observations of pre-main sequence binaries*, in Bonaccini (éditeur), *Astronomy with adaptive optics : present results and future programs*, ESO Conference and Workshop Proceedings, vol. 56, p. 203.
- Ghez, A. M., McCarthy, D. W., Patience, J. L. & Beck, T. L. 1997, *The multiplicity of pre-main-sequence stars in southern star-forming regions*, ApJ **481**, 378.
- Ghez, A. M., Neugebauer, G. & Matthews, K. 1993, *The multiplicity of T Tauri stars in the star forming regions Taurus-Auriga and Ophiuchus-Scorpius: A 2.2 μm speckle imaging survey*, AJ **106**, 2005.
- Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1978, *Disk accretion by magnetic neutron stars*, ApJ **223**, L83.
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Smith, T. L., Aufdenberg, J. P., Drilling, J. S., Hanson, M. M., Anderson, C. M. & Mulliss, C. L. 1998, *The spectroscopic orbit of the evolved binary HD 197770*, AJ **115**, 2561.
- Greene, T. P. & Young, E. T. 1992, *Near-infrared observations of young stellar objects in the ρ Ophiuchi dark cloud*, ApJ **395**, 516.
- Gueth, F. & Guilloteau, S. 1999, *The jet-driven molecular outflow of HH 211*, A&A **343**, 571.
- Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1998, *Physical parameters of the Keplerian protoplanetary disk of DM Tauri*, A&A **339**, 467.
- Guilloteau, S., Dutrey, A. & Simon, M. 1999, *GG Tauri: the ring world*, A&A **348**, 570.

- Guillout, P., Sterzik, M. F., Schmitt, J. H. M. M., Motch, C., Egret, D., Voges, W. & Neuhäuser, R. 1998, *The large-scale distribution of X-ray active stars*, A&A **334**, 540.
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceño, C. & Calvet, N. 1998, *Disk accretion rates for T Tauri stars*, ApJ **492**, 323.
- Halbwachs, J.-L., Arenou, F., Mayor, M. & Udry, S. 2000, *The nearby spectroscopic binaries revisited with Hipparcos*, in Reipurth & Zinnecker (éditeurs), *Birth and evolution of binary stars*, IAU symposium 200 (session de posters), p. 132.
- Hartigan, P. 2000, in Mathieu & Zinnecker (éditeurs), *The formation of binary stars*, IAU symposium 200.
- Hartigan, P., Edwards, S. & Ghandour, L. 1995, *Disk accretion and mass loss from young stars*, ApJ **452**, 736.
- Hartigan, P., Strom, K. M. & Strom, S. E. 1994, *Are wide pre-main-sequence binaries coeval?*, ApJ **427**, 961.
- Hartkopf, W. I., McAlister, H. A. & Franz, O. G. 1989, *Binary star orbits from speckle interferometry. II - Combined visual-speckle orbits of 28 close systems*, AJ **98**, 1014.
- Hayashi, C. 1961, *Stellar evolution in early phases of gravitational contraction*, PASJ **13**, 450.
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P. & Vogt, S. S. 2000, *A transiting 51 Peg-like planet*, ApJ **529**, L41.
- Herbig, G. H. 1962, Adv. A&A **1**, 47.
- Herbig, G. H. 1998, *The young cluster IC 348*, ApJ **497**, 736.
- Hillenbrand, L. & Carpenter, J. 2000, *Constraints on the stellar/substellar mass function in the inner Orion Nebula Cluster*, ApJ .
- Hillenbrand, L. A. 1997, *On the stellar population and star-forming history of the Orion Nebula Cluster*, AJ **113**, 1733.
- Hillenbrand, L. A., Massey, P., Strom, S. E. & Merrill, K. M. 1993, *NGC 6611: A cluster caught in the act*, AJ **106**, 1906.
- Hines, D. C. 1998, *Imaging polarimetry with NICMOS*, in Freudling & Hook (éditeurs), *NICMOS and the VLT: a new era of high resolution near infrared imaging and spectroscopy*, p. 63.
- Hoyle, F. 1953, *On the fragmentation of gas clouds into galaxies and stars*, ApJ **118**, 513.
- Hughes, J. & Hartigan, P. 1992, *Chamaeleon II - Distance determination and HR diagram*, AJ **104**, 680.
- Hughes, J., Hartigan, P., Krautter, J. & Kelemen, J. 1994, *The stellar population of the Lupus clouds*, AJ **108**, 1071.
- Jeans, J. H. 1925, *On cepheid and long-period variation and the formation of binary stars by fission*, MNRAS **85**, 797.
- Jefferies, S. M. & Christou, J. C. 1993, *Restoration of astronomical images by iterative blind deconvolution*, ApJ **415**, 862.

- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D. & Fuller, G. A. 1996, *The connection between submillimeter continuum flux and binary separation in young binaries: evidence of interaction between stars and disks*, ApJ **458**, 312.
- Joy, A. H. 1942, *Spectral criteria in the classification of variable stars*, PASP **54**, 15.
- Joy, A. H. 1945, *T Tauri variable stars*, ApJ **102**, 168.
- Joy, A. H. & van Biesbroeck, G. 1944, *Five new double stars among variables of the T Tauri class*, PASP **56**, 123.
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1995, *Pre-main-sequence evolution in the Taurus-Auriga molecular cloud*, ApJS **101**, 117.
- Kirkpatrick, J. D., Henry, T. J. & McCarthy, D. W., J. 1991, *A standard stellar spectral sequence in the red/near-infrared - Classes K5 to M9*, ApJs **77**, 417.
- Koerner, D. W., Ressler, M. E., Werner, M. W. & Backman, D. E. 1998a, *Mid-infrared imaging of a circumstellar disk around HR 4796: mapping the debris of planetary formation*, ApJ **503**, L83.
- Koerner, D. W., Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., Hines, D. C., Kirkpatrick, J. D., Lowrance, P. J., Meier, R., Reike, M. *et al.* 1998b, *NICMOS coronagraphic imaging of a circumstellar disk around the T Tauri star GM Aurigae*, in *American Astronomical Society Meeting*, vol. 193, p. 7314.
- Köhler, R., Kunkel, M., Leinert, C. & Zinnecker, H. 2000, *Multiplicity of X-ray selected T Tauri stars in the Scorpius-Centaurus OB association*, A&A **356**, 541.
- Köhler, R. & Leinert, C. 1998, *Multiplicity of T Tauri stars in Taurus after ROSAT*, A&A **331**, 977.
- Königl, A. 1991, *Disk accretion onto magnetic T Tauri stars*, ApJ **370**, L39.
- Königl, A. & Pudritz, R. E. 2000, *Disk winds and the accretion-outflow connection*, in Mannings, Boss & Russell (éditeurs), *Protostars and Planets IV*.
- Koresko, C. D. 1998, *A circumstellar disk in a pre-main-sequence binary star*, ApJ **507**, L145.
- Krautter, J. 1991, in Reipurth (éditeur), *Low-mass star formation in southern molecular clouds*, ESO scientific report, vol. 11, p. 127.
- Krist, J. E., Stapelfeldt, K. R., Ménard, F., Padgett, D. L. & Burrows, C. J. 2000, *WFPC2 images of a face-on disk surrounding TW Hya*, ApJ .
- Kroupa, P. 1995, *Inverse dynamical population synthesis and star formation*, MNRAS **277**, 1491.
- Kroupa, P. 2000, *Stellar-dynamics of young star clusters*, in Lancon & Boily (éditeurs), *Massive stellar clusters*, ASP conf. series.
- Kroupa, P., Petr, M. G. & McCaughrean, M. J. 1999, *Binary stars in young clusters: models versus observations of the Trapezium Cluster*, New Astronomy **4**, 495.
- Kroupa, P., Tout, C. A. & Gilmore, G. 1990, *The low-luminosity stellar mass function*, MNRAS **244**, 76.
- Kroupa, P., Tout, C. A. & Gilmore, G. 1993, *The distribution of low-mass stars in the Galactic disc*, MNRAS **262**, 545.
- Kwan, J. & Tadamaru, E. 1988, *Jets from T Tauri stars - Spectroscopic evidence and collimation mechanism*, ApJ **332**, L41.

- Lada, C. J. 1987, *Star formation - From OB associations to protostars*, in *Star forming regions*, IAU symposium, vol. 115, p. 1.
- Lada, E. A. & Lada, C. J. 1995, *Near-infrared images of IC 348 and the luminosity functions of young embedded star clusters*, *AJ* **109**, 1682.
- Leinert, C., Richichi, A. & Haas, M. 1997, *Binaries among Herbig Ae/Be stars*, *A&A* **318**, 472.
- Leinert, C., Zinnecker, H., Weitzel, N., Christou, J., Ridgway, S. T., Jameson, R., Haas, M. & Lenzen, R. 1993, *A systematic approach for young binaries in Taurus*, *A&A* **278**, 129.
- Levine, J. L., Lada, E. A. & Elston, R. J. 2000, *A high resolution search for pre-main sequence binaries in the young embedded cluster NGC 2024*, in Reipurth & Zinnecker (éditeurs), *Birth and evolution of binary stars*, IAU symposium 200 (session de posters), p. 68.
- Luhman, K. L. 1999, *Young low-mass stars and brown dwarfs in IC 348*, *ApJ* **525**, 466.
- Luhman, K. L. & Rieke, G. H. 1998, *The low-mass initial mass function in young clusters: L 1495E*, *ApJ* **497**, 354.
- Luhman, K. L. & Rieke, G. H. 1999, *Low-mass star formation and the initial mass function in the ρ Ophiuchi cloud core*, *ApJ* **525**, 440.
- Luhman, K. L., Rieke, G. H., Lada, C. J. & Lada, E. A. 1998, *Low-mass star formation and the initial mass function in IC 348*, *ApJ* **508**, 347.
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables*, *MNRAS* **168**, 603.
- Magazzú, A. & Martín, E. L. 1994, *A Herbig-Haro flow in HV Tauri*, *A&A* **287**, 571.
- Magazzú, A., Martín, E. L., Sterzik, M. F., Neuhauser, R., Covino, E. & Alcalá, J. M. 1997, *Search for young low-mass stars in a ROSAT selected sample south of the Taurus-Auriga molecular clouds*, *A&As* **124**, 449.
- Marraco, H. G. & Rydgren, A. E. 1981, *On the distance and membership of the R CrA T association*, *AJ* **86**, 62.
- Martín, E. L. 1998, *Weak and post-T Tauri stars around B-type members of the Scorpius-Centaurus OB association*, *AJ* **115**, 351.
- Martín, E. L., Rebolo, R., Magazzú, A. & Pavlenko, Y. V. 1994, *Pre-main sequence lithium burning. I: Weak T Tauri stars*, *A&A* **282**, 503.
- Mathieu, R. D. 1994, *Pre-main-sequence binary stars*, *ARA&A* **32**, 465.
- Mathis, J. S. 1996, *Dust models with tight abundance constraints*, *ApJ* **472**, 643.
- Mathis, J. S. & Whiffen, G. 1989, *Composite interstellar grains*, *ApJ* **341**, 808.
- Mayor, M. 2000, in Mathieu & Zinnecker (éditeurs), *The formation of binary stars*, IAU symposium 200.
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, *Nature* **378**, 355.
- Mazeh, T., Goldberg, D., Duquennoy, A. & Mayor, M. 1992, *On the mass-ratio distribution of spectroscopic binaries with solar-type primaries*, *ApJ* **401**, 265.

- McCabe, C. & Ghez, A. M. 2000, *A detailed study of the GG Tau circumbinary disk*, in Reipurth & Zinnecker (éditeurs), *Birth and evolution of binary stars*, IAU symposium 200 (session de posters), p. 80.
- McDonald, J. M. & Clarke, C. J. 1993, *Dynamical biasing in binary star formation - Implications for brown dwarfs in binaries*, MNRAS **262**, 800.
- McDonald, J. M. & Clarke, C. J. 1995, *The effect of star-disc interactions on the binary mass-ratio distribution*, MNRAS **275**, 671.
- Ménard, F. 1990, *Etude de la polarisation causée par des grains dans les enveloppes circumstellaires denses*, Thèse de doctorat, Université de Montréal.
- Ménard, F. & Bertout, C. 1999, *The nature of young solar-type stars*, in Lada & Kylafis (éditeurs), *The origin of stars and planetary systems*, p. 341.
- Ménard, F., Duchêne, G., Viard, E. & Colomбет, L. 1996, *Can the geometrical parameters of YSOs' accretion disks be evaluated by polarimetry?*, in *Polarimetry of the Interstellar Medium*, p. 315.
- Meyer, M. R., Adams, F. C., A. H. L., Carpenter, J. M. & Larson, R. B. 2000, *The stellar initial mass function: constraints from young clusters and theoretical perspectives*, in Mannings, Boss & Russell (éditeurs), *Protostars and Planets IV*.
- Meyer, M. R., Calvet, N. & Hillenbrand, L. A. 1997, *Intrinsic near-infrared excesses of T Tauri Stars: understanding the classical T Tauri Star locus*, AJ **114**, 288.
- Moneti, A. & Zinnecker, H. 1991, *Infrared imaging photometry of binary T Tauri stars*, A&A **242**, 428.
- Monin, J.-L. & Bouvier, J. 2000, *Disks in multiple systems: direct imaging of a nearly edge-on circumstellar disk in the young triple system HV Tau*, A&A **356**, L75.
- Monin, J.-L., Ménard, F. & Duchêne, G. 1998, *Using polarimetry to check rotation alignment in PMS binary stars. Principles of the method and first results*, A&A **339**, 113.
- Mundt, R. & Eislöffel, J. 1998, *T Tauri stars associated with Herbig-Haro objects and jets*, AJ **116**, 860.
- Muzerolle, J., Hartmann, L. & Calvet, N. 1998a, *A Br γ probe of disk accretion in T Tauri stars and embedded young stellar objects*, AJ **116**, 2965.
- Muzerolle, J., Hartmann, L. & Calvet, N. 1998b, *Emission-line diagnostics of T Tauri magnetospheric accretion. I. Line profile observations*, AJ **116**, 455.
- Najita, J. R., Tiede, G. P. & Carr, J. S. 2000, *From stars to super-planets: the low-mass IMF in the young cluster IC 348*, ApJ .
- Nakagawa, Y., Sekiya, M. & Hayashi, C. 1986, *Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula*, Icarus **67**, 375.
- Neuhäuser, R. & Brandner, W. 1998, *HIPPARCOS results for ROSAT-discovered young stars*, A&A **330**, L29.
- Osterloh, M. & Beckwith, S. V. W. 1995, *Millimeter-wave continuum measurements of young stars*, ApJ **439**, 288.

- Padgett, D. L., Brandner, W., Stapelfeldt, K. R., Strom, S. E., Terebey, S. & Koerner, D. 1999, *HST/NICMOS imaging of disks and envelopes around very young stars*, AJ **117**, 1490.
- Padgett, D. L., Strom, S. E. & Ghez, A. 1997, *Hubble Space Telescope WFPC2 observations of the binary fraction among pre-main-sequence cluster stars in Orion*, ApJ **477**, 705.
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1999, *Star formation in the Orion Nebula Cluster*, ApJ **525**, 772.
- Palla, F. & Stahler, S. W. 2000, *Accelerating star formation in clusters and associations*, ApJ .
- Papaloizou, J. & Pringle, J. E. 1977, *Tidal torques on accretion discs in close binary systems*, MNRAS **181**, 441.
- Patience, J., Ghez, A. M., Reid, I. N., Weinberger, A. J. & Matthews, K. 1998, *The Multiplicity of the Hyades and Its Implications for Binary Star Formation and Evolution*, AJ **115**, 1972.
- Perryman, M. A. C., Brown, A. G. A., Lebreton, Y., Gomez, A., Turon, C., De Strobel, G. C., Mermilliod, J.-C., Robichon, N., Kovalevsky, J. *et al.* 1998, *The Hyades: distance, structure, dynamics, and age*, A&A **331**, 81.
- Petr, M. G., Coudé Du Foresto, V., Beckwith, S. V. W., Richichi, A. & McCaughrean, M. J. 1998, *Binary stars in the Orion Trapezium cluster core*, ApJ **500**, 825.
- Petrie, R. M. 1960, *The frequency of stars of variable velocity*, AJ **65**, 55.
- Pirzkal, N., Spillar, E. J. & Dyck, H. M. 1997, *A search for close bright companions to AeBe stars*, ApJ **481**, 392.
- Potter, D. E., Close, L. M., Roddier, F., Roddier, C., Graves, J. E. & Northcott, M. 1999, *Adaptive optics J band imaging polarimetry observations of the circumbinary disk around UY Aurigae*, in Bonaccini (éditeur), *Astronomy with adaptive optics : present results and future programs*, ESO Conference and Workshop Proceedings, vol. 56, p. 353.
- Poveda, A., Allen, C. & Parrao, L. 1982, *Statistical studies of visual double and multiple stars. I - Incompleteness of the IDS, intrinsic fraction of visual doubles and multiples, and number of optical systems*, ApJ **258**, 589.
- Prato, L. & Simon, M. 1997, *Are both stars in a classic T Tauri binary classic T Tauri stars?*, ApJ **474**, 455.
- Preibisch, T., Balega, Y., Hofmann, K., Weigelt, G. & Zinnecker, H. 1999, *Multiplicity of the massive stars in the Orion Nebula cluster*, New Astronomy **4**, 531.
- Preibisch, T., Zinnecker, H. & Herbig, G. H. 1996, *ROSAT X-ray observations of the young cluster IC 348*, A&A **310**, 456.
- Prosser, C. F., Stauffer, J. R., Hartmann, L., Soderblom, D. R., Jones, B. F., Werner, M. W. & McCaughrean, M. J. 1994, *HST photometry of the Trapezium cluster*, ApJ **421**, 517.
- Reid, I. N. & Gizis, J. E. 1997, *Low-mass binaries and the stellar luminosity function*, AJ **113**, 2246.
- Reipurth, B. & Zinnecker, H. 1993, *Visual binaries among pre-main sequence stars*, A&A **278**, 81.
- Richichi, A., Köhler, R., Woitas, J. & Leinert, C. 1999, *Discovery of a close companion to the young star Haro 6-37*, A&A **346**, 501.

- Richichi, A. & Leinert, C. 2000, *A new observation of the triple system Haro 6-37*, in Reipurth & Zinnecker (éditeurs), *Birth and evolution of binary stars*, IAU symposium 200 (session de posters), p. 68.
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *The interstellar extinction law from 1 to 13 μ m*, ApJ **288**, 618.
- Rigaut, F., Salmon, D., Arsenault, R., Thomas, J., Lai, O., Rouan, D., Véran, J.-P., Gigan, P., Crampton, D. *et al.* 1998, *Performance of the Canada-France-Hawaii Telescope Adaptive Optics Bonnette*, PASP **110**, 152.
- Robichon, N., Arenou, F., Mermilliod, J.-C. & Turon, C. 1999, *Open clusters with Hipparcos. I. Mean astrometric parameters*, A&A **345**, 471.
- Roddier, C., Roddier, F., Northcott, M. J., Graves, J. E. & Jim, K. 1996, *Adaptive optics imaging of GG Tauri: optical detection of the circumbinary ring*, ApJ **463**, 326.
- Rouleau, F. 1996, *Electromagnetic scattering by compact clusters of spheres*, A&A **310**, 686.
- Rucinski, S. M. & Krautter, J. 1983, *TW Hya - A T Tauri star far from any dark cloud*, A&A **121**, 217.
- Safer, P. N. 1998, *A critique of current magnetic-accretion models for classical T Tauri stars*, ApJ **494**, 336.
- Sclally, A., Clarke, C. & McCaughrean, M. J. 1999, *Wide binaries in the Orion nebula cluster*, MNRAS **306**, 253.
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G. & Maeder, A. 1992, *New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$* , A&As **96**, 269.
- Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., Koerner, D. W., Meier, R., Hines, D. C., Lowrance, P. J., Terrile, R. J., Thompson, R. I. *et al.* 1999, *NICMOS imaging of the HR 4796 A circumstellar disk*, ApJ **513**, L127.
- Scholz, R. D., Brunzendorf, J., Ivanov, G., Kharchenko, N., Lasker, B., Meusinger, H., Preibisch, T., Schilbach, E. & Zinnecker, H. 1999, *IC 348 proper motion study from digitised Schmidt plates*, A&As **137**, 305.
- Schwartz, R. 1991, in Reipurth (éditeur), *Low-mass star formation in southern molecular clouds*, ESO scientific report, vol. 11, p. 93.
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Black holes in binary systems. Observational appearance*, A&A **24**, 337.
- Shu, F. H., Adams, F. C. & Lizano, S. 1987, *Star formation in molecular clouds - Observation and theory*, ARA&A **25**, 23.
- Siess, L., Dufour, E. & Forestini, M. 2000, *An internet server for update pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars*, A&A **358**.
- Silber, J., Gledhill, T., Duchêne, G. & Ménard, F. 2000, *Near-infrared imaging polarimetry of the GG Tau circumbinary ring*, ApJ Letters **536**.
- Simon, M. 2000, in Mathieu & Zinnecker (éditeurs), *The formation of binary stars*, IAU symposium 200.

- Simon, M., Chen, W. P., Howell, R. R., Benson, J. A. & Slowik, D. 1992, *Multiplicity among the young stars in Taurus*, ApJ **384**, 212.
- Simon, M., Ghez, A. M., Leinert, C., Cassar, L., Chen, W. P., Howell, R. R., Jameson, R. F., Matthews, K., Neugebauer, G. *et al.* 1995, *A lunar occultation and direct imaging survey of multiplicity in the Ophiuchus and Taurus star-forming regions*, ApJ **443**, 625.
- Simon, M. & Guilloteau, S. 1992, *Dusty disks in the multiple systems UZ Tauri and GG Tauri*, ApJ **397**, L47.
- Simon, M., Holfeltz, S. T. & Taff, L. G. 1996, *Measurement of T Tauri binaries using the Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensors*, ApJ **469**, 890.
- Simon, M. & Prato, L. 1995, *Disk dissipation in single and binary young star systems in Taurus*, ApJ **450**, 824.
- Skrutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., Edwards, S., Strom, K. M. & Shure, M. A. 1990, *A sensitive 10 μ m search for emission arising from circumstellar dust associated with solar-type pre-main-sequence stars*, AJ **99**, 1187.
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *A circumstellar disk around β Pictoris*, Science **226**, 1421.
- Stapelfeldt, K., Burrows, C. J., Krist, J. E. & WFPC2 Science Team 1997, *Hubble Space Telescope imaging of the disks and jets of Taurus young stellar objects*, in Reipurth & Bertout (éditeurs), *IAU Symp. 182: Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, vol. 182, p. 355.
- Stapelfeldt, K. R., Krist, J. E., Ménard, F., Bouvier, J., Padgett, D. L. & Burrows, C. J. 1998, *An edge-on circumstellar disk in the young binary system HK Tauri*, ApJ **502**, L65.
- Sterzik, M. F., Durisen, R. H., Brandner, W., Jurcevic, J. & Honeycutt, R. K. 1997, *Binary search among X-ray active stars south of the Taurus molecular cloud*, AJ **114**, 1555.
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S. & Skrutskie, M. F. 1989, *Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building*, AJ **97**, 1451.
- Tassoul, J. 1987, *On synchronization in early-type binaries*, ApJ **322**, 856.
- Terquem, C. E. J. M. L. J. 1998, *The response of accretion disks to bending waves: angular momentum transport and resonances*, ApJ **509**, 819.
- Testi, L., Palla, F. & Natta, A. 1999, *The onset of cluster formation around Herbig Ae/Be stars*, A&A **342**, 515.
- Thé, P. S., de Winter, D., Feinstein, A. & Westerlund, B. E. 1990, *The extinction law, the distance and the HR diagram of the extremely young open cluster NGC 6611*, A&As **82**, 319.
- Thi, W., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., van Zadelhoff, G. & Hogerheijde, M. R. 1999, *Detection of H₂ pure rotational line emission from the GG Tauri binary system*, ApJ **521**, L63.
- Throop, H. B., Bally, J., Esposito, L. W. & McCaughrean, M. J. 1998, *Large particles in Orion circumstellar discs*, in *American Astronomical Society Meeting*, vol. 193, p. 11802.
- Tokovinin, A. A. 1992, *The frequency of low-mass companions to K and M stars in the solar neighbourhood*, A&A **256**, 121.

- Tucholke, H.-J., Geffert, M. & Thé, P. S. 1986, *The proper motion and membership of stars in the very young open cluster NGC 6611*, A&As **66**, 311.
- Valenti, J. A., Basri, G. & Johns, C. M. 1993, *T Tauri stars in blue*, AJ **106**, 2024.
- Vaz, L. P. R., Cunha, N. C. S., Andersen, J., Clausen, J. V., Garcia, J. M., Giménez, A., Casey, B. W. & de Koff, S. 1998, *Four-colour photometry of eclipsing binaries. XXXVI. Light curves of the O7V+O9V system V 3903 Sagittarii*, A&As **128**, 251.
- Walker, M. F. 1961, *Studies of extremely young clusters. IV. NGC 6611*, ApJ **133**, 438.
- Walter, F. M., Brown, A., Mathieu, R. D., Myers, P. C. & Vrba, F. J. 1988, *X-ray sources in regions of star formation. III - Naked T Tauri stars associated with the Taurus-Auriga complex*, AJ **96**, 297.
- Webb, R. A., Zuckerman, B., Platais, I., Patience, J., White, R. J., Schwartz, M. J. & McCarthy, C. 1999, *Discovery of seven T Tauri stars and a brown dwarf candidate in the nearby TW Hydrae association*, ApJ **512**, L63.
- White, R. J. 2000, in Mathieu & Zinnecker (éditeurs), *The formation of binary stars*, IAU symposium 200.
- White, R. J., Ghez, A. M., Reid, I. N. & Schultz, G. 1999, *A test of pre-main-sequence evolutionary models across the stellar/substellar boundary based on spectra of the young quadruple GG Tauri*, ApJ **520**, 811.
- Woitas, J. & Leinert, C. 1998, *HV Tauri C - Herbig-Haro flow or stellar companion with strong forbidden emission lines?*, A&A **338**, 122.
- Woitas, J. & Leinert, C. 2000, *Properties of the components in close T Tauri binary systems*, in Reipurth & Zinnecker (éditeurs), *Birth and evolution of binary stars*, IAU symposium 200 (session de posters), p. 57.
- Wood, K., Crosas, M. & Ghez, A. 1999, *GG Tauri's circumbinary disk: models for near-infrared scattered-light images and ^{13}CO ($J=1-0$) line profiles*, ApJ **516**, 335.
- Zahn, J.-P. 1977, *Tidal friction in close binary stars*, A&A **57**, 383.

Partie C

Annexes

Annexe A

Réduction des données polarimétriques de NICMOS

Dans cet appendice, je vais décrire en détail les différentes étapes de la réduction des données NICMOS, en insistant sur les étapes les plus délicates, notamment la correction du “piédestal” électronique. Le texte des différentes routines utilisées sont rassemblées dans la section A.2. Ces programmes ont été développés sur la base de ceux écrits par le Space Telescope Science Institute, et fonctionne sous les environnements IRAF et IDL.

Ces routines ont été écrites pour dépouiller des données obtenues avec le mode de lecture “MULTIACCUM”. Lors de l’exposition, plusieurs lectures non destructrices sont effectuées, à des intervalles de temps fixé préalablement. La séquence observationnelle que nous avons sélectionnée contenait onze lectures, et les programmes de réductions que nous avons écrits sont optimisés pour ce nombre.

A.1 Description du procédé employé

De nombreuses étapes doivent être entreprises lorsque l’on veut réduire correctement des données obtenues par NICMOS. Avant toutes choses, il faut décomposer les cubes de données fournis par le télescope. Il convient ensuite de soustraire la “pose zéro”, qui correspond à la lecture du détecteur avant la première exposition. Il s’agit donc en réalité d’un biais électronique. Enfin, une soustraction du courant d’obscurité prévu est effectuée. Un fichier de calibration contenant cette information est normalement fourni en même temps que les données, mais il peut être intéressant de rechercher dans les archives un fichier équivalent obtenu à une date plus proche de celles des observations, afin d’améliorer la qualité de la soustraction. L’ensemble de ces étapes est effectué par la routine *nicmos2.cl*.

L'étape suivante consiste à corriger les non-linéarités des pixels de NICMOS. Pour cela, il convient d'utiliser l'opération suivante: $F' = (a_1 + a_2 \times F) \times F$, où F est le flux brut et F' le flux corrigé. Les coefficients a_1 et a_2 sont fournis avec les données dans un fichier de calibration. De plus, cette relation n'est valable que'entre deux valeurs, F_1 et F_2 . F_1 correspond au flux maximal où le détecteur est encore linéaire et F_2 est le niveau de saturation du détecteur. La procédure *nlincorr.pro* effectue cette correction pour tous les pixels où le flux dépasse F_1 . Les pixels saturés seront rejetés plus tard dans le processus.

Les mêmes opérations doivent être effectuées pour estimer le fond de ciel en utilisant des données obtenues en observant un champ vide d'étoiles. Le ciel est ensuite soustrait image à image. Aucune routine spéciale n'a été créée pour cette opération tout à fait classique.

L'opération suivante, effectuée par la routine *column.pro*, est sans doute la plus importante. C'est en effet elle qui permet la correction de l'effet de piédestal. Celui-ci se traduit par une variation ligne à ligne du niveau de courant d'obscurité. La routine *nicmos2.cl* a soustrait le courant d'obscurité "théorique", mais le piédestal est en fait un effet qui s'ajoute à celui-ci, et varie de façon non prédictive dans le temps.

L'opération consiste à soustraire, ligne par ligne, la médiane de la ligne, de façon à ramener sa valeur moyenne à zéro. Pour cela, il faut masquer toutes les zones dont le flux attendu n'est pas nul (étoiles, aigrettes de diffraction, disque circumbinaire). Afin de diminuer l'incertitude sur la médiane, cette opération est effectuée simultanément pour les deux quadrants inférieurs du détecteur, puis pour les deux quadrants supérieurs.

Il faut noter que, pour des données obtenues avec NICMOS 2, c'est le long des colonnes qu'il faut travailler et non pas le long des lignes, car la direction de lecture est inversée entre les deux détecteurs.

Finalement, il reste à rassembler les images obtenues aux différents temps de pose en une seule image. Par la même occasion, les images sont divisées par le temps de pose, et sont donc exprimées en flux et non en intensité. Pour chaque pixel, on recherche l'image au plus long temps de pose pour laquelle le flux est inférieur au flux de saturation F_2 . C'est la routine *compress.pro* qui effectue cette opération.

L'image finale est semblable aux images "_cal" fournies par le Space Telescope Science Institute, en terme de dimension et d'unité. Par contre, contrairement à celle-ci, elle a été correctement corrigée pour le piédestal, et ne comporte donc pas de "bandes" horizontales ou verticales ayant un flux anormal. Enfin, une correction de champ plat est apportée aux images finales.

Une fois les données de chaque polariseur correctement réduites, il faut les combiner pour obtenir une carte de polarisation. Pour cela, on écrit que l'intensité S_k obtenue

avec le polariseur k est $S_k = S_k I + \epsilon_k(B_k Q + C_k U)$, où I , Q et U sont les paramètres de Stokes. Les autres coefficients peuvent être déterminés à partir des propriétés des polariseurs (transmission, orientation, efficacité). Ces dernières ont été tabulées par Hines (1998), avec une faute de frappe qui doit être corrigée. Il suffit donc, pour chaque ensemble de polariseurs, d'inverser la matrice représentée par les quantités A_k , B_k et C_k . Pour chaque pixel, un vecteur est ensuite formé avec les intensités mesurées avec chacun des polariseurs, et la multiplication de ce vecteur par la matrice inversée fournit les paramètres de Stokes pour ce pixel. Ces opérations sont effectuées par la routine *stokes.pro*. Un paramètre mesurant l'orientation du TSH dans l'espace ("PAV3") doit être lu au préalable dans l'en-tête des images.

Finalement, le taux et l'angle de position du vecteur de polarisation peuvent être estimés à partir des paramètres de Stokes selon les formules usuelles.

L'ensemble de ces opérations également peut être effectué avec les routines fournies par le Space Telescope Science Institute et installées dans les versions récentes de IRAF. Les routines *nicpipe.cl*, *biaseq.cl* et *pedsky.cl* ont pour objet de corriger les effets électroniques que nous avons décrit précédemment. Nous avons écrit une procédure complète, *newnicpipe.cl*, qui combine ces différentes opérations, ainsi que l'alignement de nos images. En effet, chaque objet a été observé à trois positions différentes sur le détecteur, et nous avons combiné ces images après les avoir ré-alignées.

Le résultat de cette routine est tout à fait semblable à celui fourni par l'ensemble des routines décrites précédemment, et permet de plus de conserver le format initial des données. Toutefois, cette méthode possède un défaut, même si elle est très efficace pour les images obtenues avec NICMOS1: elle n'est pas directement utilisable pour le détecteur NICMOS2, en raison de son sens de lecture différent. Il faudrait en effet transposer l'ensemble des images brutes, ce qui constitue un travail énorme, et c'est pourquoi j'ai développé les autres routines que l'on peut facilement adapter aux images obtenues avec les deux détecteurs.

A.2 Routines utilisées

A.2.1 Routine *nicmos2.cl* sous IRAF

```
procedure nicmos2

string data {prompt = "code du fichier de donnees"}

begin

string nlinfile,darkfile,flatfile

#
```



```

# lecture des images aux differents temps de pose
#

imcopy(data/"_raw.fits[1]","data1.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[6]","data2.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[11]","data3.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[16]","data4.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[21]","data5.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[26]","data6.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[31]","data7.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[36]","data8.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[41]","data9.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[46]","data10.fits")
imcopy(data/"_raw.fits[51]","data11.fits")

#
# recherche du nom du fichier de courant d'obscurite
#

imgets(data/"_raw.fits[0]","darkfile')
darkfile=imgets.value
#darkfile='step32_2_623_drk.fits'

#
# soustraction de la pose zero
#

imari('data1','-', 'zerothuy', 'zoff1.fits')
imari('data2','-', 'zerothuy', 'zoff2.fits')
imari('data3','-', 'zerothuy', 'zoff3.fits')
imari('data4','-', 'zerothuy', 'zoff4.fits')
imari('data5','-', 'zerothuy', 'zoff5.fits')
imari('data6','-', 'zerothuy', 'zoff6.fits')
imari('data7','-', 'zerothuy', 'zoff7.fits')
imari('data8','-', 'zerothuy', 'zoff8.fits')
imari('data9','-', 'zerothuy', 'zoff9.fits')
imari('data10','-', 'zerothuy', 'zoff10.fits')

#
# soustraction du courant d'obscurite. Celui-ci doit etre
# soustrait avec le bon temps de pose pour toutes les images.
#

imari('zoff1','-',darkfile/'[76]', 'dark1.fits')
imari('zoff2','-',darkfile/'[81]', 'dark2.fits')
imari('zoff3','-',darkfile/'[86]', 'dark3.fits')
imari('zoff4','-',darkfile/'[91]', 'dark4.fits')
imari('zoff5','-',darkfile/'[96]', 'dark5.fits')
imari('zoff6','-',darkfile/'[101]', 'dark6.fits')
imari('zoff7','-',darkfile/'[106]', 'dark7.fits')
imari('zoff8','-',darkfile/'[111]', 'dark8.fits')
imari('zoff9','-',darkfile/'[116]', 'dark9.fits')
imari('zoff10','-',darkfile/'[121]', 'dark10.fits')

end

```

A.2.2 Routine *nlincorr.pro* sous IDL

```
pro nlincorr,in,out

mapav=readfits(in)
coef1=readfits('a1.fits')
coef2=readfits('a2.fits')
limit=readfits('f1.fits')

length=size(mapav)
mapap=fltarr(length(1),length(2))

for i=0,length(1)-1 do begin
for j=0,length(2)-1 do begin

mapap(i,j)=mapav(i,j)

if mapav(i,j) gt limit(i,j) then begin
mapap(i,j)=mapav(i,j)*(coef1(i,j)+coef2(i,j)*mapav(i,j))
endif

endfor
endfor

writefits,out,mapap

end
```

A.2.3 Routine *column.pro* sous IDL

```
pro column,in,out

;
; definition de la position des etoiles et de la taille
; du masque pour estimer le piedestal
;

;xa=115
;ya=114
;xb=117
;yb=102
xa=115
ya=124
xb=117
yb=112
;xa=125
;ya=124
;xb=127
;yb=112
radius=60
size=15
orient=45

mapav=readfits(in)
length=size(mapav)
mapap=fltarr(length(1),length(2))
```

```

flag=strarr(length(2)/2)

for i=0,length(1)-1 do begin

; -----
; quadrant inferieur
; -----

    nbpix=length(2)/2
    for j=0,length(2)/2-1 do begin
        flag(j)='ok'

; condition sur les psf stellaires

        if sqrt((i-xa)^2+(j-ya)^2) le radius then begin
            nbpix=nbpix-1
            flag(j)='bad'
        endif
        if (sqrt((i-xb)^2+(j-yb)^2) le radius)and(flag(j) eq 'ok') then begin
            nbpix=nbpix-1
            flag(j)='bad'
        endif

; conditions sur les aigrettes

        ynoma1=ya+(i-xa)*tan(orient*3.14159/180.0)
        ynoma2=ya+(i-xa)*tan((orient-90)*3.14159/180.0)

        if (abs(j-ynoma1) le size/2.0)or(abs(j-ynoma2) le size/2.0)and(flag(j) eq 'ok') then begin
            nbpix=nbpix-1
            flag(j)='bad'
        endif

        ynomb1=yb+(i-xb)*tan(orient*3.14159/180.0)
        ynomb2=yb+(i-xb)*tan((orient-90)*3.14159/180.0)

        if (abs(j-ynomb1) le size/2.0)or(abs(j-ynomb2) le size/2.0)and(flag(j) eq 'ok') then begin
            nbpix=nbpix-1
            flag(j)='bad'
        endif
    endfor

    temp=fltarr(nbpix)
    k=0

    for j=0,length(2)/2-1 do begin
        if flag(j) ne 'bad' then begin
            temp(k)=mapav(i,j)
            k=k+1
        endif
    endfor

    for j=0,length(2)/2-1 do begin
        mapav(i,j)=mapav(i,j)-median(temp)
    endfor

; -----

```

```

; quadrant superieur
; -----

nbpix=length(2)/2
for j=length(2)/2,length(2)-1 do begin
    flag(j-length(2)/2)='ok'

; condition sur les psf stellaires

    if sqrt((i-xa)^2+(j-ya)^2) le radius then begin
        nbpix=nbpix-1
        flag(j-length(2)/2)='bad'
    endif
    if (sqrt((i-xb)^2+(j-yb)^2) le radius)and(flag(j-length(2)/2) eq 'ok') then begin
        nbpix=nbpix-1
        flag(j-length(2)/2)='bad'
    endif

; conditions sur les aigrettes

    ynoma1=ya+(i-xa)*tan(orient*3.14159/180.0)
    ynoma2=ya+(i-xa)*tan((orient-90)*3.14159/180.0)

    if (abs(j-ynoma1) le size/2.0)or(abs(j-ynoma2) le size/2.0)and(flag(j-length(2)/2) eq 'ok') then begin
        nbpix=nbpix-1
        flag(j-length(2)/2)='bad'
    endif

    ynomb1=yb+(i-xb)*tan(orient*3.14159/180.0)
    ynomb2=yb+(i-xb)*tan((orient-90)*3.14159/180.0)

    if (abs(j-ynomb1) le size/2.0)or(abs(j-ynomb2) le size/2.0)and(flag(j-length(2)/2) eq 'ok') then begin
        nbpix=nbpix-1
        flag(j-length(2)/2)='bad'
    endif
endfor

temp=fltarr(nbpix)
k=0

for j=length(2)/2,length(2)-1 do begin
    if flag(j-length(2)/2) ne 'bad' then begin
        temp(k)=mapav(i,j)
        k=k+1
    endif
endfor

for j=length(2)/2,length(2)-1 do begin
    mapap(i,j)=mapav(i,j)-median(temp)
endfor

endfor

writefits,out,mapap

end

```

A.2.4 Routine *compress.pro* sous IDL

```

pro compress,out

map1=readfits('clean1.fits')
map2=readfits('clean2.fits')
map3=readfits('clean3.fits')
map4=readfits('clean4.fits')
map5=readfits('clean5.fits')
map6=readfits('clean6.fits')
map7=readfits('clean7.fits')
map8=readfits('clean8.fits')
map9=readfits('clean9.fits')
map10=readfits('clean10.fits')
tint=fltarr(10)
tint(0)=95.963568
tint(1)=63.964344
tint(2)=31.965120
tint(3)=15.972040
tint(4)=7.978448
tint(5)=3.984600
tint(6)=1.990624
tint(7)=0.993000
tint(8)=0.604656
tint(9)=0.302328
limit=readfits('f2.fits')

length=size(map1)
mapap=fltarr(length(1),length(2))

for i=0,length(1)-1 do begin
  for j=0,length(2)-1 do begin
    mapap(i,j)=map1(i,j)/tint(0)
    if map1(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map2(i,j)/tint(1)
    endif
    if map2(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map3(i,j)/tint(2)
    endif
    if map3(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map4(i,j)/tint(3)
    endif
    if map4(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map5(i,j)/tint(4)
    endif
    if map5(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map6(i,j)/tint(5)
    endif
    if map6(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map7(i,j)/tint(6)
    endif
    if map7(i,j) gt limit(i,j) then begin
      mapap(i,j)=map8(i,j)/tint(7)
    endif
    if map8(i,j) gt limit(i,j) then begin

```

```

        mapap(i,j)=map9(i,j)/tint(8)
    endif
    if map9(i,j) gt limit(i,j) then begin
        mapap(i,j)=map10(i,j)/tint(9)
    endif
endfor
endfor

writefits,out,mapap

end

```

A.2.5 Routine *stokes.pro* sous IDL

```

pro stokes,input0,input120,input240,pav3,cam

;
; transformation des intensites dans chaque polariseur
; en parametres de Stokes, pixel par pixel.
; procedure adaptee de "mappolar.pro", "cam" est un caractere
; qui contient l'information de la camera NICMOS ("s" ou "l")
;

intens0=readfits(input0)
intens120=readfits(input120)
intens240=readfits(input240)

length=size(intens0)

mapi=fltarr(length(1),length(2))
mapq=fltarr(length(1),length(2))
mapu=fltarr(length(1),length(2))

phi=fltarr(3)
eps=fltarr(3)
par=fltarr(3)
perp=fltarr(3)
fluxstockes=fltarr(3,3)
flux=fltarr(3)

if cam eq 's' then begin

; orientation du chip (par rapport a un axe fixe de HST)

beta1=225.31

;
; *****
;   INITIALISATION DES PARAMETRES RELIES AUX POLARIMETRES
; *****
;
; parametres "fondamentaux" (Hines et al., corrige avec les donnees "on
; board" par Hines)
;

```

```

phi(0)=pav3+beta1+1.42+90.0
phi(1)=pav3+beta1+116.30+90.0
phi(2)=pav3+beta1+258.72+90.0

par(0)=0.7760 ; Hines (corrige) donne 0.7660, incoherent avec A(k=0)
par(1)=0.5946
par(2)=0.7169

perp(0)=0.0144
perp(1)=0.3540
perp(2)=0.1311

eps(0)=(1-perp(0))/(1+perp(0))
eps(1)=(1-perp(1))/(1+perp(1)) ; equivalent a la valeur directe
eps(2)=(1-perp(2))/(1+perp(2)) ; fournie par Hines

endif

if cam eq 'l' then begin

; orientation du chip (par rapport a un axe fixe de HST)

beta1=224.51

;
; *****
; INITIALISATION DES PARAMETRES RELIES AUX POLARIMETRES
; *****
;
; parametres "fondamentaux" (Hines et al., corrige avec les donnees "on
; board" par Hines)
;

phi(0)=pav3+beta1+8.84+90.0
phi(1)=pav3+beta1+131.42+90.0
phi(2)=pav3+beta1+248.18+90.0

par(0)=0.8981
par(1)=0.8551
par(2)=0.9667

perp(0)=0.1552
perp(1)=0.2279
perp(2)=0.0673

eps(0)=(1-perp(0))/(1+perp(0))
eps(1)=(1-perp(1))/(1+perp(1)) ; equivalent a la valeur directe
eps(2)=(1-perp(2))/(1+perp(2)) ; fournie par Hines

endif

;
; calcul de la matrice de conversion des parametres de Stockes en flux
; puis inversion
;

for i=0,2 do begin

```

```

    fluxstockes(i,0)=0.5*par(i)*(1+perp(i))
    fluxstockes(i,1)=eps(i)*fluxstockes(i,0)*cos(2*phi(i)*3.14159/180.0)
    fluxstockes(i,2)=eps(i)*fluxstockes(i,0)*sin(2*phi(i)*3.14159/180.0)
endfor

stockesflux=invert(fluxstockes)

;
; *****
;  CALCUL DE LA POLARISATION PIXEL PAR PIXEL
;  *****
;

for i=0,length(1)-1 do begin
    for j=0,length(2)-1 do begin

        flux(0)=intens0(i,j)
        flux(1)=intens120(i,j)
        flux(2)=intens240(i,j)

        stockes=stockesflux#flux

        mapi(i,j)=stockes(0)
        mapq(i,j)=stockes(1)
        mapu(i,j)=stockes(2)

    endfor
endfor

writefits,'mapI.fits',mapi
writefits,'mapQ.fits',mapq
writefits,'mapU.fits',mapu

end

```

A.2.6 Routine *newnicpipe.cl* sous IRAF

```

procedure newnicpipe

string cam {prompt='quelle camera NICMOS?'}
string sky {prompt='images de ciel (o/n)?'}

begin

string image,code,essai,polar
int i,j

list="codes_skyl.txt"
for (i=1;i<4;i+=1) { # 3 polariseurs

if (i == 1) polar='0'//cam
if (i == 2) polar='120'//cam
if (i == 3) polar='240'//cam

print('  ')

```



```

print('#####')
print('polariseur '//polar)
print('#####')

for (j=1;j<4;j+=1) { # 3 dithers

print(' ')
print('#####')
print('dither '//j)
print('#####')

if (fscan(list,essai) != EOF)
{
code=essai
}

image='n4lp1'//code//'q'

# a faire a la main sur toutes les images auparavant
# zeroth_readuy.fits etant la mediane des 9 poses a t=0 (3 dithers * 3
# polariseurs...

#imcalc(image//'_raw.fits[51],zeroth_readuy.fits',image//'_raw.fits[51]','(im1*0.0)+im2')

print('##### premier nicpipe #####')
nicpipe(image//'_raw.fits',image,stage='biaseq')
print('##### biaseq #####')
biaseq(image//'_ima.fits',image//'2_ima',skysamps='2,8',fitbias+,fitjump+,filsiz=30,keepsky-,keepbias-,keepfit-,verbose-)
print('##### second nicpipe #####')
nicpipe(image//'2_ima.fits',image//'3',stage='pedsky')

if (j == 1) {
statregions.quad1='[5:45,20:75]'
statregions.quad2='[129:256,1:45]'
statregions.quad3='[5:110,160:230]'
statregions.quad4='[135:200,205:250]'
}
if (j == 2) {
statregions.quad1='[5:40,15:75]'
statregions.quad2='[129:256,1:45]'
statregions.quad3='[5:110,160:230]'
statregions.quad4='[135:200,205:250]'
}
if (j == 3) {
statregions.quad1='[1:20,20:120]'
statregions.quad2='[129:256,1:35]'
statregions.quad3='[5:110,145:230]'
statregions.quad4='[135:200,205:250]'
}

print('##### pedsky #####')
pedsky(image//'3_cal.fits',image//'_ped.fits',salgori='auto',inter-,maxiter=25,tol=0.002,rmedian-,verbose-)

print('##### deflatage #####')
#imdivide (image//'_ped.fits[1]','fin'//polar//j//'.fits',verbose-)
#imarith(image//'_ped.fits[1]','/','flat'//polar,'fin'//polar//j//'.fits',verbose-)
#imcopy(image//'_ped.fits[1]','fin'//polar//j//'.fits')

```

```
nicpipe(image//'_ped.fits','fin'//polar//j//'.fits',stage='final')

imcopy('fin'//polar//j//'_cal.fits[1]','finsky'//polar//j//'.fits')

display('finsky'//polar//j,frame=1)

}

print('##### shift-and-add #####')

if (sky == 'n') {

imalign('fin'//polar//'1',fin'//polar//'2',fin'//polar//'3',reference='fin'//polar//'1',coords='posL',output='decal'//pola

imcombine('decal'//polar//'1',decal'//polar//'2',decal'//polar//'3','tot'//polar,combine='average',reject='avsigclip',proj

display('tot'//polar,frame=1)

}

#if (sky == 'o') {
#imcombine('fin'//polar//'1',fin'//polar//'2',fin'//polar//'3','totsky'//polar,combine='average',reject='avsigclip',projec
#}

}

end
```


Annexe B

Publications

Publications dans des revues à comité de lecture

- *Using polarimetry to check rotation alignment in PMS binary stars. Principle of the method and first results*, Monin, Ménard & Duchêne, 1998, A&A, **339**, 113 [p. 219]
- *Binary fraction in low-mass star-forming regions: a reexamination of the possible excesses and implications*, Duchêne, 1999, A&A, **341**, 547 [p. 230]
- *Low-mass binaries in the young cluster IC 348: implications for binary formation and evolution*, Duchêne, Bouvier & Simon, 1999, A&A, **343**, 831 [p. 238]
- *Accretion in Taurus PMS binaries: a spectroscopic study*, Duchêne, Monin, Bouvier & Ménard, 1999, A&A, **351**, 954 [p. 249]
- *Near-infrared imaging polarimetry of the GG Tau circumbinary ring*, Silber, Gledhill, Duchêne & Ménard, 2000, ApJL, **536**, L89 [p. 259]

Compte-rendus de conférences invitées

- *The binary fraction in different star-forming regions*, Duchêne, Bouvier, Simon, Close & Eislöffel, 1998, dans *5^e rencontre des utilisateurs du TCFH*, P. Martin & S. Rucinski éditeurs, p. 165 [p. 265]
- *Images and physical parameters of accretion disks*, Ménard, Stapelfeldt, Duchêne, Duvert, Krist & Padgett, 2000, dans *Disks, planetesimal and planets*, F. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter & T. J. Mahoney éditeurs, A. S. P. conf. series [p. 274]
- *Studying the star formation process with adaptative optics*, Ménard, Dougados, Duchêne, Duvert, Bouvier, Lavalley, 2000, dans *Astronomical telescopes and instrumentation*, SPIE, **4007**, P. Wizinowich éditeur

- *The properties of open cluster binaries from high-resolution imaging surveys*, Patience & Duchêne, 2000, dans *The formation of binary stars*, symposium UAI 200, R. Mathieu & H. Zinnecker éditeurs

A&A manuscript no.

(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:

03:20:5;03:20:8;08.02.1;08.03.4;08.06.2;08.16.5

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS
21.8.1998

Using polarimetry to check rotation alignment in PMS binary stars.*

Principles of the method and first results

J.-L. Monin^{1,2}, F. Ménard¹, and G. Duchêne¹

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Institut Universitaire de France

Received date ; accepted date

Abstract. We present a new method to use polarimetric measurements to estimate the relative orientations of the star+disk system in each component of Pre Main Sequence (PMS) T Tauri binary stars. The principles of the method are presented, together with a review of polarimetric data available in the literature on wide systems ($8 - 40''$) in Taurus. We show that this method can be subject to a bias introduced by the interstellar polarization, but we find that in four sources that are not affected by this bias, the rotation axes of both components are preferentially parallel. We also find one system where the axes are clearly *not* parallel. Because it concerns wide binaries, this alignment is thought to result from initial binary formation itself rather than via *a posteriori* tidal interactions. The method is promising but requires the use of more accurate polarimeters. In order to test the possibility to study tighter systems, we have also obtained imaging polarimetric measurements and spectra for each components of closer binaries ($< 3''/2$). Our first polarimetric measurements lack S/N, but the spectra of individual components of these close binaries provide information on their respective spectral types and their accretion rate through H_α equivalent widths and fluxes. We use these spectra to confirm the nature and the pairing tendency of the TTS under study. Implications on the binary formation mechanism are discussed.

Key words: techniques: polarimetric - techniques: spectroscopic - stars: pre-main sequence - binaries: close - circumstellar matter

1. Introduction

Our current understanding of low mass stellar formation has to take into account two very different yet complementary constraints. On one hand, when we consider individual stars, the current model put forward for embedded Young Stellar Objects (YSOs) includes a central stellar core, surrounded by an equatorial accretion disk and a remnant infalling envelope (see e.g., Shu et al. 1987). This stage is frequently associated with energetic bipolar molecular outflows, perpendicular to the disk (e.g., Bachiller, 1996 and references therein) and tracing the symmetry axis of the whole system. Even if the circumstellar disk is warped by the influence of a close companion (see e.g., Terquem and Bertout, 1992), its axis remains very close to the star's rotation one.

On the other hand, we also know that a large fraction of T Tauri stars (TTS) form in binary or multiple ($N > 2$) systems (e.g., Ghez, et al. 1993; Simon et al. 1995; Ghez et al. 1997; Padgett et al. 1997). This ubiquitous property of the stellar formation process has a potentially enormous influence on the previous one because the circumstellar environment of the individual components of a multiple system can be deeply modified by the presence of a companion. For instance, in the case of a binary, the dust thermal continuum emission at millimeter wavelengths is smaller on average than for singles, indicating that the outer colder part of the circumstellar disks surrounding binary components have been removed, leading to a smaller reservoir of material immediately available for accretion (e.g., Osterloh & Beckwith 1995; Dutrey et al. 1996).

From the theoretical point of view, fragmentation now appears as the best binary formation mechanism to meet the observational constraints (Boss, 1993). Fragmentation mechanisms include fragmentation of a molecular cloud core (e.g., Pringle 1989) and growth of an instability in the outer parts of a massive circumstellar disk (e.g., Bonnell 1994). In the first case, if we neglect long term tidal interactions, fragmentation could yield non co-planar systems, if the initial cloud is elongated and the rotation axis oriented arbitrarily with respect to

Send offprint requests to: J.-L. Monin, Jean-Louis.Monin@obs.ujf-grenoble.fr

* Based on observations made with the Bernard-Lyot Telescope at the Pic-du-Midi observatory and with the Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique de France and the University of Hawaii.

the cloud axis (see Bonnell et al. 1992). In the second case the disks around both binary components will always be co-planar, thus the stellar spin axes aligned.

The respective orientation of the system components' rotation axes therefore appears as an important geometrical parameter of a forming multiple system to disentangle between the various formation models. Unfortunately, such a determination is currently poorly constrained by observations. Our understanding of the stellar formation will be greatly improved when we establish the respective repartition of the axes orientations. Previous studies of the projected rotational velocities of both components of visual binaries on the main sequence by Weis (1974) and Hale (1994) showed a directional correlation of orbital and rotational axes, indicating a tendency toward spin alignment for systems with separation less than 30-40 AU. Within the framework of star formation theory, this distance is smaller than the size of an accretion disk, leading to think that star-disk interactions are indeed important in determining the final system structure. However, these studies concern stars on the main sequence where all the star-disk and disk-disk interaction processes between the components are likely to have ceased and the state of the system do not reflect the initial binary formation conditions anymore.

In PMS binary systems, the projection of the rotation axes of both components on the line-of-sight can be obtained through the combination of the projected rotational velocity, $v \sin i$, the rotational period, and an estimate of the stellar radius. This determination is quite indirect and can induce large uncertainties. In this paper, we propose to use linear polarization measurements to determine the other angle that defines the three-dimensional orientation: the projection of the rotation axis in the plane of the sky. The basic idea relies on the fact that in T Tauri stars, linear polarization in the visible range is caused mostly by scattering. As a consequence, it retains information about the geometry of the circumstellar environment of each component, allowing evaluation of the symmetry axis of these environments. We have started a study of the linear polarization of individual components in PMS binaries in nearby star formation regions, including Taurus-Auriga.

Section 2 presents a description of our method, together with the expected limitations resulting from the finite signal-to-noise ratio. A review of polarimetric measurements on wide binaries ($> 8''$) in the literature is presented in Sect. 3, together with a test of the method on closer binaries ($< 6''$, all but one being $< 3''/2$), for which we have also observed individual spectra in order to assess their nature, classical or weak-line TTS (resp. CTTS or WTTS). The results are presented in Sect. 4 and discussed in Sect. 5. Expected improvements in the near future and a conclusion are given in Sect. 5 and Sect. 6.

2. The method

2.1. Description

The main idea behind the method is that if both components in a binary have an axisymmetric circumstellar medium and

have a detectable polarization, then this polarization reliably traces the orientation of the symmetry axis of their circumstellar environments, and therefore their rotation axes. In order to get a sufficiently large intrinsic polarization, both components must be surrounded by a sufficient amount of dust and gas, and the inclination with respect to the line-of-sight must be large enough. Our method is thus likely to give good results when applied to binaries where both components are CTTS.

Models of bipolar reflection nebulae by Bastien and Ménard (1990) have shown that the position angle of the integrated linear polarization of the scattered starlight is parallel to the equatorial plane of the disk, provided the inclination is sufficiently large. Indeed if the star is seen at low inclination, say

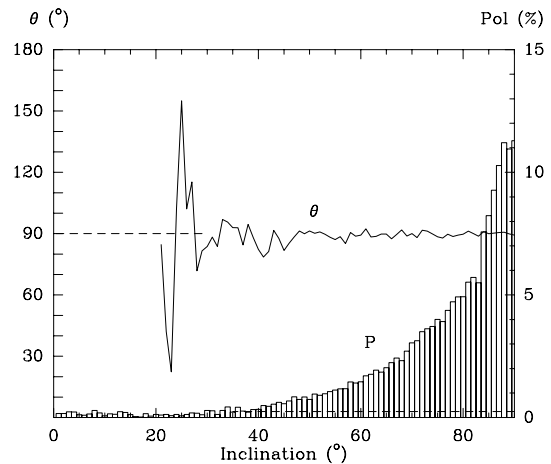


Fig. 1. Polarization Model. The polarization level P (histogram) and its position angle θ (solid line) are computed for a bipolar nebula surrounding a circumstellar disk. The position angle is not well defined for $P < 3\sigma(P)$, i.e., below 40° when $\sigma(P) = 0.1\%$ (the horizontal dashed line at the bottom of the polarization histogram corresponds to $P=0.3\%$; it intersects the polarization histogram at an inclination $\approx 40^\circ$). The position angles below 20° are not shown.

less than 30° , the integrated polarization level will decrease toward $P = 0$, a value reached if the system is seen face-on. On the other hand, for larger values of the inclination and assuming all CTTS are associated with small, unresolved, bipolar nebulae, one can estimate the projected orientation of the symmetry or rotation axis of the system by measuring the position angle of the linear polarization vector.

Our calculations assume that the star+disk system is surrounded by a large bipolar dust envelope scattering a fraction of the photons received by the observer, and making the polarization position angle appear parallel to the equatorial plane. Figure 1 shows the resulting polarization level P and position angle θ computed for a bipolar reflection nebula with a multiple scattering code (Ménard 1989). We use the density structure given by Galli & Shu (1993), for the $\tau = 0.7$ case (see their Table 5 and Fig. 1c). The reflection nebula has a radius

of 3000 AU ($20''$ in Taurus), and an accretion disk was added to that prescription, the disk being defined as an abrupt density increase by a factor of 20, over a radius $R=250$ AU and a “flaring” angle of 5° . The results show that if one can reach a polarization uncertainty $\sigma(P)$ of 0.1 % or better, the position angle of the polarization is well defined and parallel to the disk (PA= 90°) for all inclinations larger than 40° . Therefore, this method gives a reliable estimate of the disk orientation for inclination angles larger than approximately 40° .

If no envelope is present, the received photons will be scattered by the disk and this different scattering geometry results in a integrated polarization perpendicular to the disk plane instead. Whitney & Hartmann (1992) and more recently Wood et al. (1998) have modeled such situations, and their results show that in all cases, for a large enough inclination, the polarization is perpendicular to the disk plane rather than parallel to it. However, this 90° shift on the position angles of the polarization in the models does not impede our ability to estimate the orientation of T Tauri stars. Two T Tauri stars having different orientations within a binary system will have different polarization position angles, whether or not a dust envelope is dominant. In the following, we assume that all the CTTS of our sample are associated with small, unresolved, bipolar nebulae with a dusty envelope surrounding their accretion disk, and that the polarization measurement integrates the whole star+disk+envelope system.

Note that the measured polarization level cannot be used, in conjunction with Fig. 1, to evaluate the inclination angle directly. The integrated polarization levels are sensitive to the exact density distribution: the total extinction on the line-of-sight, the radial dependence of the density profile, the grain size and type, so that Fig. 1 is valid only for one given model. Note also that the exact value of the inclination angle for which $P > 3\sigma(P)$ i.e. $\sigma(\theta) < 10^\circ$, is model dependent. Nevertheless, two features appear general and useful to derive the orientation of stars in binary systems: 1) the integrated polarization level rises when the inclination increases, 2) within our hypotheses, the integrated polarization position angle remains parallel to the disk plane whenever the polarization is large enough for the angle to be well defined. It is this latter result that we will use to assert the projected orientation in the plane of the sky of the CTTS of our sample for which a significant polarization is detected.

2.2. Linear polarization imaging

The polarization measurements obtained with classical photoelectric polarimeters are limited to binary separations of a few arcsecs because of the diaphragm sizes used, typically $3-4''$ or more. We have tested the method proposed in §2.1 on closer binaries by using imaging linear polarimetry instead. The seeing is then the limiting factor to resolve binaries. In practice it allows a study of tighter systems than classical aperture polarimetry does.

In imaging polarimetry, one way to measure the polarization is to obtain 3 images through linear polarizers oriented dif-

ferently, say at 0° , 60° and 120° from the north celestial pole. Each image yields a measure of the polarized intensities I_0 , I_{60} and I_{120} for each component of the binary. This polarimeter is very easy to implement on any imaging camera. Instrumental polarization can be limited to a minimum by installing the polarimeter at the cassegrain focus and by rotating the whole instrument instead of the polarizers only. The details of the computations to transform I_0 , I_{60} and I_{120} into P and θ are given in Appendix A.

This formalism assumes that the only variations between the subsequent frames at 0° , 60° and 120° come from polarization effects and not from sky transparency fluctuations (i.e., observations are made in perfect photometric conditions). This puts a strong constraint on the method as we will see; it limits its ability to measure low polarizations.

To avoid this limitation, one can use the fact that one or many field stars can also be detected on the images. By assuming these stars to be unpolarized, because for example they are foreground stars, one can monitor and compensate the photometric variations between each exposure. Unfortunately, T Tauri stars are found in molecular clouds and nearby unpolarized field stars are quite rare, and often too faint for accurate photometry, making this photometric monitoring method difficult most of the time.

Limits on these affirmations can be given by numerical simulations. To estimate the signal-to-noise ratio needed on the field star in each individual image to reach accurate polarimetry, we built artificial images similar to the ones observed (i.e., same separation between stars, same FWHM, same readout noise...). We considered a bright primary, a fainter secondary, and a much fainter reference star. The primary and the secondary are polarized, the field star is not. The results are presented in Table 1. Column 1 gives the signal-to-noise ratio at which the field star used as a photometric reference is detected. In all cases, the primary T Tauri star has SNR=1900, and the secondary has SNR=1250. Columns 3, 4, and 5 give the polarization characteristics of the primary, the secondary and the reference star respectively. The top line gives the polarization level P , the bottom line gives the position angle θ . The polarization level on the primary and the secondary are set identical while the angles differ by 30° . Columns 6 and 7 give the calculated polarization, with the errors in parenthesis, of the primary and secondary assuming the faint reference field star is unpolarized. The formalism of appendix A is used.

The results presented in Table 1 show that in order to get an absolute precision better than 0.3% on the linear polarization level, photometric measurements with $S/N \geq 580$ are needed on each individual image of the reference star if it is truly unpolarized. This would be valid for example for a CTTS binary located inside a molecular cloud and a reference star located well in front of it and not suffering from interstellar polarization.

Reference stars effectively unpolarized are hard to find in practice, as the stars detected in the same frames as the target will most likely be affected by interstellar polarization. Further simulations were thus performed to estimate the effect of a

Table 1. Numerical simulation results; see text for details.

S/N		model			calculated polarization	
		prim.	sec.	ref.	prim.	sec.
150	P	1	1	0	1.1 (1.2)	1.1 (1.4)
	θ	25	55		24 (32)	54 (32)
240	P	1	1	0	1.0 (0.8)	1.0 (0.9)
	θ	25	55		25 (22)	56 (20)
400	P	1	1	0	1.0 (0.4)	1.0 (0.4)
	θ	25	55		25 (9)	54 (9)
580	P	1	1	0	1.0 (0.3)	1.0 (0.3)
	θ	25	55		24 (8)	56 (7)

reference star with a non-zero polarization. This would be expected for example for a reference star located also within the molecular cloud and suffering from the same interstellar polarization as the binary. In that case, if we assume the reference star to be unpolarized while its actual polarization is similar to that of the binary, the polarization of the primary and secondary cannot be recovered. This is true even if the S/N is larger than 580. The use of a reference star with a known and constant polarization is also possible. However, in practice we do not expect to find many of them in the same field than our sources, and this requires more than excellent photometric conditions.

To summarize, a S/N = 580 or more is necessary to measure the polarization of a star with a 1σ accuracy of 0.3% on P, the polarization level. This is valid only if the reference star used to monitor the sky transparency is unpolarized, or if the sky is perfectly photometric if no on-frame reference star is used. The impact of non-photometric conditions will be discussed in § 4.3.

3. Observations and data reduction

3.1. The sample

Our sample is divided into two sets. A large separation set has been obtained from the literature and concerns binaries with separations larger than $8''$. The second set is made of closer binaries, with separations less than $6''$, most of them being closer than $3.2''$.

To construct the large separation set we surveyed the literature, looking for binaries for which polarimetric data are available for each individual component. The lower limit on the separation ($8''$ or ≈ 1120 AU at the distance of Taurus) is such that no contamination occurs from the other component, while the upper limit set at $\sim 35''$ (≈ 5000 AU) ensures that there is little contamination by (unbound) visual pairs.

We have selected only measurements taken with the same instrument through the same filters and at the same time for a given binary. This is important to avoid contamination by likely intrinsic polarization variations, which are quite common for TTS (Ménard & Bastien, 1992). Such variations affect P and θ ,

and most of the time, the polarization vector wanders back and forth about a given value with a limited amplitude. In the following, we will assume that the values presented in this paper are representative of an average position angle of the polarization. This large separation subsample of binaries is presented in Table 2.

Table 2. The sample of wide TTS binaries (sep. $> 8''$). The HBC numbers of the (brighter in V) primaries are boldfaced.

Object	HBC	sep.('')	PA (°)
035120+3154 SW/NE	352 /353	8.7	71
040047+2603 W/E	358/ 359	23.5	22
V773/FM Tau	367 /23	37.3	13
DI/DH Tau	39 /38	15.0	306
FY/FZ Tau	401/ 402	16.9	71
V807/GH Tau	404 /55	21.5	195
GI/GK Tau	56 /57	12.9	328
HP Tau /G2 /G3	66/ 415 /414	20.9 / 9.7	297 / 244

The second data set contains binaries with separation less than $3''/2$, except for one at $5''/9$, and have been chosen from a list published by Mathieu (1994). Stars were selected because of their large excess flux ratio over a photosphere at $10\mu\text{m}$ ($\Delta N > 1.1$, see Skrutskie et al., 1990) and/or their high flux at $12\mu\text{m}$ (IRAS) and 1.3 mm , suggesting their CTTS nature and indicating the presence of a large amount of circumstellar material, likely in the form of a disk. Table 3 presents the main characteristics of this subsample. The data given in this table were taken in Mathieu (1994) and references therein.

Table 3. The sample of close TTS binaries (sep. $< 6''$) with HBC number of the primaries boldfaced when available.

Object	HBC	Sep. ('')	P.A. (°)	ΔN	$F_{12\mu}$ (Jy)	$F_{1.3\text{mm}}$ (mJy)
UX Tau AB	43 /42	5.9	269	1.31(A)	0.30	73
UX Tau AC	43	2.7	181	1.31	0.30	73
DK Tau	45	2.5	115	1.93	2.24	35
HK Tau	48	2.4	175	1.47	0.31	41
V710 Tau	51 /395	3.2	357	1.15	0.35	71
HN Tau	60	3.1	215		1.59	<45
Haro 6-37	73 /424	2.7	37	1.75	1.20	60

The triple system of UX Tau has been treated as 2 separate binaries with the same primary HBC 43.

3.2. Spectroscopy

We have obtained spectrometric measurements of the close binaries listed in Table 3 (to the exception of V 710 Tau), in order to evaluate the spectral type of each star, assess their nature as CTTS or WTTS, and study the pairing statistics. The observations were performed during the nights of 1995 december 27 & 28 at the Canada-France-Hawaii 3.60m telescope. The Stabilized Image Spectrometer (SIS) was used with a 2048×2048 CCD. The plate scale was $0''.17$ per pixel. The starlight was dispersed from 4000 to 8000 Å using a grism, with a final resolution of 3.7 Å/pixel . DK Tau has been measured during the first night with a $0''.7$ slit under subarcsecond seeing. All other sources were measured during the second night with a $1''$ slit under $1''.2$ seeing. Observations of the calibration stars Feige 25 and Feige 56 were performed every night. The integration time was 300 s in all cases except for DK Tau (500 s).

Data reduction was performed with the *Longslit* and *Onedspec* spectra reduction packages of NOAO/IRAF. The spectra have been corrected for transmission variations using the spectra of Feige 25 and Feige 56. In order to extract the spectrum of each component of the closer binaries, we have fitted two gaussian profiles on every line of the CCD, under the constraint that the width of each gaussian (selected to match the seeing value) must be the same for both components. The results of this extraction procedure are presented in Fig. 2 and 3 in § 4.

3.3. Imaging polarimetry

In order to test the method on tighter binaries, we have obtained polarimetric images in the I-band for each star in Table 3, during the night of 1995 November 19, at the 2m Bernard-Lyot Telescope (TBL) of the Pic-du-Midi observatory. An additional star, V710 Tau, was also imaged. The camera used at the f/25 cassegrain focus was equipped with a 1024×1024 TEK CCD. The readout noise was ≈ 16 electrons. The focal plate scale was $0''.2$ per pixel (square field-of-view of $3'.4$ per image). The seeing (FWHM as measured on the reduced images) was $\sim 0''.8$, stable over the night. Two filters were used. A plain I-band filter for direct imaging and an I + polaroid sheet sandwich for polarimetric imaging. Three images at 3 different position angles (0° , 60° and 120°) were obtained for polarimetry by rotating the complete filter+camera assembly. This procedure minimizes the instrumental polarization contamination. The instrumental observing conditions were therefore constant over the 3 images. Each binary was observed twice with a given polarization position angle in order to remove the cosmic rays and increase the S/N ratio without saturation. Flat fields were taken for each position angle of the polaroids against the sun-rising sky.

After correcting for bias, flat field and cosmic rays, the photometry of every star in the field for every position of the polaroids was done with the IRAF *Daophot* package. Then the P and θ parameters were determined for every binary component, using the formulae given in Appendix A.

4. Results

4.1. Spectroscopy

The spectra of the 5 sources observed are presented in Fig. 2 and 3 (see captions for details). In every source, the primary (defined as the brightest component in V) is referred to as A, and the secondary as B. Out of the 5 pairs, 3 show similar spectral types for both components: DK Tau, HK Tau and Haro 6-37 (see Fig. 2). In HN Tau and UX Tau, the primary appears significantly hotter than the secondary (see Fig. 3).

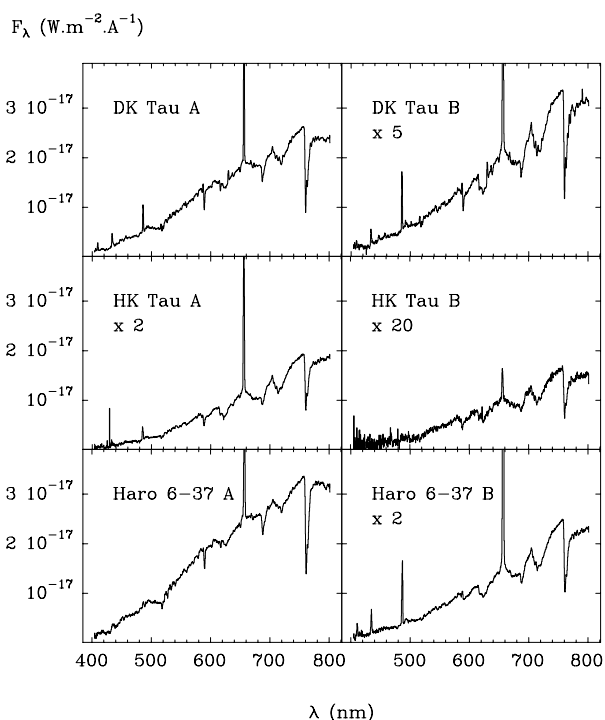
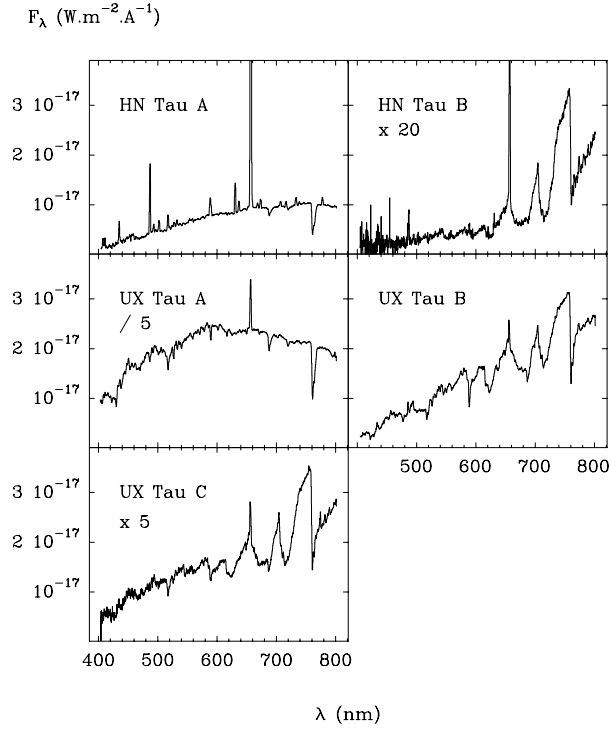


Fig. 2. Spectra of the sources with similar spectral types. The intensity range has been fixed (units in $\text{W.m}^{-2}.\text{Å}^{-1}$), and some of the spectra have been scaled so that the spectral features are clearly visible. The wavelength units are expressed in nm.

For detected emission lines, the equivalent widths are given in table 4, together with the spectral types and the corresponding effective temperature, from Cohen & Kuhi (1979). Errors on the equivalent widths are typically 5%, except for the $[\text{OI}]\lambda 6300 \text{ Å}$ line in HN Tau B, where it reaches 30%. Errors on the spectral types are 0.5 subclass for types later than M0, and 1 subclass for the others. They translate into errors of 0.01–0.02 dex on $\log(T_{\text{eff}})$, from M to mid-K, to which 0.02 dex should be added due to a systematic overestimate caused by the choice of luminosity class (IV for PMS stars, instead of V tabulated by Cohen & Kuhi).

Table 4. TTS type, equivalent widths of detected emission lines, spectral types and $\log(T_{\text{eff}})$ for stars of the small separation subsample.

Object	TTS type	H_α	H_β	H_γ	H_δ	He I 6678Å	[OI] 6300Å	[OI] 6363Å	[SII] 4069Å	[SII] 6717-31Å	Spectral Type	$\log(T_{\text{eff}})$
UX Tau A	w	9.5									K4	3.661
UX Tau B	w	4.5	3.5	3	2						M2	3.544
UX Tau C	w	8.5									M3	3.526
DK Tau A	c	31	16	24	16	0.7	2.4	0.5	4.5	0.6	K9	3.598
DK Tau B	c	118	33.5	19	11.5	1.5	4.5	1.5	11		M1	3.566
HK Tau A	c	50	20	18							M1	3.566
HK Tau B	c	12.5									M2	3.544
HN Tau A	c	230	64	23	17.5	2.5	16.5	7	22	5	?e	
HN Tau B	c	65	41	47		2	6				M4.5	3.502
Haro 6-37 A	c	19.5	3.7	7.5							K8	3.598
Haro 6-37 B	c	195	60	38	26						M0	3.593

**Fig. 3.** Same as in figure 2 for HK Tau and UX Tau

When the ratio $P/\sigma(P)$ was larger than 3, we have also quoted the polarization position angle θ and its uncertainty $\sigma(\theta) = 28.6^\circ \times \sigma(P)/P$.

Table 5. Polarization data for the wide binaries. The results are listed two by two in the same order as in table 2 (to the exception of the triple star HP/G2/G3) with the primary component listed first. Moneti et al. (1984) did not provide uncertainties for their V807/GH Tau polarization measurements.

Object	P (σ_P) (%)	θ (σ_θ) ($^\circ$)	λ Å
035120+3154 SW	1.42 (0.1)	60 (2)	7675
035120+3154 NE	0.93 (0.1)	58 (3)	7675
040047+2603 E	0.25 (0.1)	115 (10)	7675
040047+2603 W	0.3 (0.1)	93 (10)	7675
V773 Tau	0.28 (0.1)	77 (10)	K [†]
FM Tau	1.66 (0.8)	105 (13)	K [†]
DI Tau	0.4 (0.1)	151 (7)	7675
DH Tau	0.05 (0.1)	—	7675
FZ Tau	1.6 (0.16)	80 (3)	7675
FY Tau	2.16 (0.15)	78 (2)	7675
V807 Tau	0.9	52	J [†]
GH Tau	0.8	60	J [†]
GI Tau	0.73 (0.12)	117 (5)	7675
GK Tau	1.25 (0.12)	42 (3)	7675
HP Tau	2.65 (0.14)	63 (2)	7675
HP Tau /G3	2 (0.2)	69 (3)	7675
HP Tau /G2	2.4 (0.12)	73 (2)	7675

[†] J= 1.25μm, K= 2.2μm

4.2. Polarimetry of the wide binaries

The polarization data were collected from the literature. They are reported in Table 5. The data are from Tamura & Sato (1989) for V773/FM Tau, from Moneti et al. (1984) for V807/GH Tau, and from Ménard et al. (1998) for all others. We have quoted the value of the polarization level P for each component of the binary, together with the uncertainty $\sigma(P)$.

The separations range between $8''.7$ and $37''.3$, or 1200 AU and 5200 AU, assuming a distance of 140pc for Taurus. We consider the HP Tau group as two binaries, HP Tau/HP Tau G2 and HP Tau G3/HP Tau G2. The separations are given in that order in table 2.

The goal of this section is to check whether the orientations of wide binary components are similar or not. Two conditions are necessary: the polarization must be detected, and it must be intrinsic to the objects, i.e., not of interstellar origin. We argued in § 2.1 that CTTS/CTTS pairs, viewed with a large inclination are the best candidates for that study.

If the polarization were of interstellar origin, both components would appear with parallel polarizations because in clouds like Taurus, the interstellar polarization changes on scales much larger than the separations considered here. A few other clouds however, might have more than one polarization component with different interstellar polarization position angle for a given line-of-sight. This may lead to difficulties in evaluating the interstellar polarization. This is not the case for our data in Taurus. We have used the data of Goodman *et al.* (1990) and Tamura & Sato (1989) to evaluate the position angle of the interstellar polarization at the location of the wide binaries and compare it to the stars' polarization position angle. The results are presented in Fig. 4 and show a smooth correla-

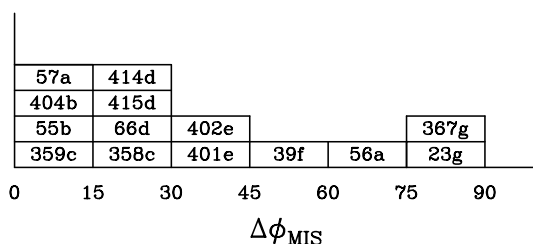


Fig. 4. Histogram of the difference $\Delta\phi_{MIS}$ (in degrees), between the position angles of the polarization measured on star and the local interstellar polarization. The binaries are labeled by their primary HBC number (see table 2) together with a supplementary letter (a-g) used to match each pair / group.

tion, with many objects having a measured polarization similar to the interstellar one to better than 30° . Among these objects, many are part of the same pair, indicating that the interstellar medium plays a role, at least partly, in this apparent alignment.

Figure 5-a presents the results of a search for a correlation between the polarization position angles of each component. The positive result $\Delta\phi_{BC} < 30^\circ$ in all cases but one, suggests that the stellar symmetry axis are mostly parallel in the binaries we considered. In the following, we check each individual result against the interstellar contamination.

The CTTS binary V807 Tau/GH Tau (HBC 404/55) appears in the $0 - 15^\circ$ bins of both Fig. 5-a and Fig. 4 and its polarization is low. We conclude that this apparent correlation is dominated by interstellar polarization. This is also the case for the WTTS binary HBC 358/359, as expected for WTTS stars. Although we cannot check the interstellar polarization very close to the other WTTS binary of the sample HBC 352/353, we believe its apparent parallel orientation is also dominated by interstellar polarization.

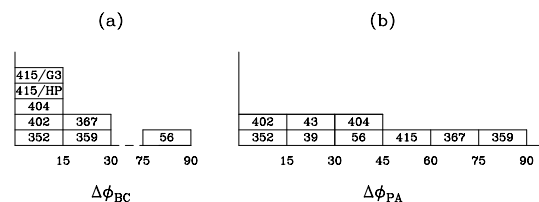


Fig. 5. a) Histogram of the differences $\Delta\phi_{BC}$ (in degrees) between the polarization position angles of the binary components in the wide binary sample (left). There is no object in the $30-75^\circ$ range. **b)** Histogram of the difference $\Delta\phi_{PA}$ between the *primary* polarization position angle and the binary position angle (right). In Both histograms, binaries are labeled by their primary HBC number as in Fig. 4 to the exception of HP Tau which is a triple system.

The HP Tau group (HBC 66/415/414) contains stars that are highly polarized but show only a moderate $15^\circ - 30^\circ$ polarization position angle difference with the local interstellar value. Moreover, the two companions (G2 and G3) are WTTS stars. This group is probably affected by interstellar polarization, although it is at the upper end of the values measured in Taurus.

The pair FY/FZ Tau (HBC 401/402, both CTTS) is highly polarized at angles similar for both objects but otherwise very different from the interstellar polarization value. Similarly, the CTTS pair GI/GK Tau (HBC 56/57) exhibits polarization position angles that are very different for both components, ruling out an interstellar origin, at least for GI Tau.

V773/FM Tau, (HBC 367/23) have parallel polarizations within the error bars. This orientation is perpendicular to the local interstellar value. This object is peculiar because the only published simultaneous polarization measurements were obtained in the infrared, at $2.2 \mu\text{m}$. The 90° difference is not an optical depth effect (because of the longer wavelength) because polarization position angles measured in the optical are similar. However, the polarization position angle of V773 Tau is extremely variable (Ménard and Bastien, 1992). It rules out an interstellar origin but makes it difficult to assess the orientation reliably. We have used the simultaneous $2.2 \mu\text{m}$ results in our histograms of Fig. 5 and 4.

Finally, we also searched for a link between the polarization position angle of each member and the apparent position angle of the binary, (Fig. 5-b). No correlation is found between the primary's polarization position angle and the apparent binary position angle. It suggests that the polarization is probably not circumbinary in origin. However, the lack of a correlation does not mean that the disks are not coplanar with the orbital plane. In particular, the position angle of the binary may not necessary be aligned with the position angle of a possible circumbinary envelope.

4.3. Polarimetric imaging on close binaries

The results show that HN Tau A is significantly polarized: $2.71\% \pm 0.45\%$. This is in agreement with measurements by

Ménard et al. (1998) and Tamura & Sato (1989). DK Tau B is also marginally detected.

However, no significant detection of the polarization was made on any other object. This appears surprising in view of our simulations in § 2.1 and the large S/N ratios effectively reached in the observations. The S/N for the primaries were $1310 \leq (S/N)_{\text{prim}} \leq 3045$, they were $640 \leq (S/N)_{\text{sec}} \leq 1270$ for the secondaries. We would have expected reliable estimates of the polarizations from these numbers. However, the S/N reached for the reference stars are below the criterion given in § 2.2 ($80 \leq S/N_{\text{ref}} \leq 405$). For such reference star S/N values, our simulations in Table 1 show that the polarization is hardly measured with a precision better than 2σ .

Moreover, these results raise questions regarding the ability of rotating polaroid sheet/wire grid imaging polarimeters to perform high accuracy polarimetry. We suspect non-photometric conditions to be partly responsible for the large error bars and the lack of detections, as a 1 % photometric error on one of the 3 frames at 0° , 60° and 120° translates into a slightly larger polarization error on P . From the photometry point of view, this is not a large error, but from the polarimetry point of view, this is a huge error. Suggestions for improvement will be presented in § 5.2.

Table 6. Polarizations of the secondary component relative to the primary for the close binary sample.

Object	rel. P (%)	(σ_P) (%)
UX Tau AB	1.11	0.59
UX Tau AC	2.39	1.20
DK Tau	2.90	1.43
HK Tau	2.72	1.93
V710 Tau	0.16	0.38
HN Tau	3.27	1.09
Haro 6-37	0.80	0.44

Since we are interested in the *relative* orientation of the components, we can go further and try to calculate relative polarizations, which are easier to measure precisely. We have applied the same direct method to compute the *relative* polarization of the secondary in every pair, using the high S/N primary as a reference, and arbitrarily setting its polarization to zero. The corresponding results are presented in Table 6 and should be interpreted as follows. When significant relative polarization is "detected", it means that the polarization of the secondary is different than the primary's, either in level, or in angle.

Although the S/N ratio is better, it still falls short of the accuracy we should have reached. HN Tau remains the only system where the polarizations of the two components are clearly different. In all other cases, the relative "detection" of the secondary against the primary is not significant at a 2σ level.

5. discussion

5.1. Physical considerations

For objects without dominant interstellar contamination, one of the results of this paper is that at least on one occasion, for GI Tau/GK Tau, the components' axes are *not* parallel. On the other hand, we find that 2 other wide binaries show polarization vectors of their components that are aligned: FY Tau/FZ Tau, V773 Tau/FM Tau. There is another pair, DI Tau/DH Tau for which we lack information on the secondary but where the primary most likely has an intrinsic polarization. The relative orientations discussed above are projections in the plane of the sky. The other angle needed to have the complete 3-dimensional orientation, the inclination i , is available only for a very limited number of sources. We have used rotation data from Bouvier et al. (1986), Hartman et al. (1986) and Vrba et al. (1989) to compute this parameter. However, measuring the stellar luminosity of a PMS star is a difficult challenge, and subsequent computations leading to the $\sin i$ value can induce even more uncertainties. If we use the recent stellar data from Kenyon and Hartmann (1995), we find that GI Tau and GK Tau have inclinations of $i = 73^\circ$ and $i = 48^\circ$ respectively. These values could even be considered compatible (say $60^\circ \pm 10^\circ$), given the uncertainties. However, these two stars have very different polarization position angles, suggesting that rotation axes are not parallel in space. We also find that HP Tau and HP Tau/G2 have similar inclination angles. Since their polarizations are parallel it is tempting to conclude that these stars have indeed parallel rotation axes. However, their polarization is likely contaminated by interstellar (or intracluster) polarizations. Careful observations at many wavelengths would help extract the intrinsic part of the polarization and provide confirmation for this finding.

It is difficult to compare our results with those obtained for main sequence stars by Weis (1974) and Hale (1994). Two out of the four pre-main sequence pairs for which the polarization method is applicable have parallel axes. We cannot draw conclusions, but we note that these PMS and MS distributions are compatible, with the warning that strictly speaking, we do not have access to the coplanarity information for our PMS stars, since the orbital elements are unknown.

Concerning the binaries found with parallel axes at large separations, we favour the hypothesis that this orientation reflects their initial formation conditions, rather than resulting from evolutionary effects. On the other hand, we also find that there exist at least one system where the components' axes are *not* parallel. This is a very exciting result, as most of the current fragmentation models predict parallel axes if not coplanar systems (e.g., Bonnell et al. 1992).

Of interest are also our results on the respective determination of the spectra of both components in our close PMS binaries sample. If we distinguish between CTTS and WTTS according to whether their H_α equivalent width is more or less than 10 \AA (see table 4), we find that if one of the binary component is a classical TTS, so is the other when the separation is small. There is no mixed pair (CTTS+WTTS) in our close

binary sample, to the possible exception of UX Tau where the primary can be classified as a CTTS according to its H_α flux. These results confirm the trend already observed by Prato and Simon (1997). On the other hand, not every primary is the more active component, i.e., presents the larger H_α flux. In Haro 6-37 for instance, the primary is approximately 3 times brighter than the secondary and the latter has a 10 times larger H_α equivalent width than the former so that its H_α flux is more than 3 times larger.

The approach we proposed here to get insights into the process of star formation and the geometry of the collapse seems promising in view of our preliminary results. Hopefully, campaigns to study larger samples will be carried out in the near future.

5.2. Technical considerations

The scope of our study on close binaries was limited by our inability to obtain high accuracy polarimetry with a simple optical polaroid-sheet imaging polarimeter. With this class of polarimeters, we showed that high S/N ratio images are not sufficient to reach an accuracy limited by photon noise and therefore to guarantee high accuracy polarimetry. From a sample of 122 stars, Ménard & Bastien (1992) calculated an average optical integrated polarization of $\sim 1.7\%$ for T Tauri stars located over the whole sky. In Taurus, the average is 1.6% for CTTS and 0.7% for WTTS (Ménard et al. 1998). Current single beam polarimetric imagers provide σ_P of the order of $0.5 - 1\%$; this is insufficient and more accurate instruments are needed to study the bulk of this binary sample.

The dominant limiting factors are the photometric fluctuations (i.e., atmospheric transparency fluctuations, and to a lesser extent seeing variations) of the atmosphere on short time scales, between each exposures. These variations lead to different intensities that propagate into large polarizations and/or large errors on the measurements. In practice, because of the atmosphere, errors on the polarization $\sigma(P) < 1\%$ are difficult to achieve without extra careful monitoring of the atmospheric transparency. Furthermore, the photometric data reduction process itself limits the accuracy to $\sigma(P) \sim 1\%$ in the optical, mainly because of limitations on (polarization dependent) flat field accuracies and of the error propagation in the combination of the many different exposures needed to extract the polarization. This number should be increased when an infrared detector is used.

Better polarimetric accuracies could be obtained with dual-beam polarimeters measuring the intensities in two orthogonal directions simultaneously. Then the two beams are affected by the same atmospheric fluctuations and the measured normalized Stokes parameter, given by $(I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, is free from photometric variations, yielding higher accuracies under most observing conditions. Accuracies $\sigma(P) \leq 0.5\%$ should routinely be achieved.

6. Conclusion

We described a method to use polarimetric measurements to get information on the alignment of the rotation axes of both components of PMS binaries. It gives the projection in the plane of the sky of the symmetry axis of bipolar nebulae. We argued that this method is efficient for classical T Tauri stars seen at a large inclination angle.

This information complements the measure of the inclination angle on the line-of-sight resulting from $v \sin i$ measurements. We have surveyed the literature for measurements on binaries with separation larger than the seeing, and we used polarimetric imaging, with a simple linear polarizer and a CCD to check for the respective polarization in close binaries. Numerical simulations and careful study of our data show that this method is heavily dependent on the atmospheric conditions, and to a lesser extent on the interstellar polarization. However, qualitative results are found for a few objects.

First results on four wide (< 5000 AU) PMS low-mass binaries in Taurus suggest that alignment of the symmetry axes occurs at a rate compatible with that measured on the main-sequence. Because it concerns wide binaries, this alignment is thought to result from initial binary formation itself rather than via *a posteriori* tidal interactions. The method is promising but requires the use of more accurate polarimeters. We demonstrated that in most cases, single-beam polarimeters with polaroid-sheet (in the optical) or wire-grids (in the near-infrared) are inadequate.

To confirm the nature of the binary members, visible spectroscopy was performed. It allowed us to determine accurate spectral types along with Balmer and forbidden lines equivalent widths. Our measures confirm previous results that binaries are not randomly paired. We also find that in some cases the secondary component can have a larger H_α flux than the brighter primary. We will present in a forthcoming paper (Duchêne et al. 1998), an extensive study of the respective accretion activities of both components in tight binaries.

The next step in this disk orientation study would consist of using a high angular resolution device and a polarimeter, to get the same information for closer binaries, where different formation mechanisms may be considered and tidal interaction get more important. From the spectrometric point of view, it will be interesting, in those close binaries, to search for a correlation between primary's and secondary's accretion or mass-loss as a function of the separation, indicating how the presence of a companion tends to influence the disk accretion at small distances.

Acknowledgements. We thank the TBL staff for its help during the linear polarimetric images observations and Ch. Vanderriest for the remote observing of the spectra at the CFHT. We thank J. Bouvier for providing us with an IRAF routine to extract the individual spectra of the binary systems. This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France, and of the NASA's Astrophysics Data System Abstract Service.

References

- Asselin, L., 1991, M. Sc. Thesis, University of Montréal.
 Asselin, L., Ménard, F., Bastien, P., Monin, J.-L., and Rouan, D., 1996, *ApJ*, 472, 349
 Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111
 Bastien, P. & Ménard, F. 1990, *ApJ*, 364, 232
 Bonnell, I.A. 1994, *MNRAS*, 269, 837
 Bouvier, J., Bertout, C. Benz, W., and Mayor, M., 1986, *A&A* 165, 110
 Bonnell, I.A., Arcoragi, J.-P., Martel, H., Bastien, P. 1992, *ApJ*, 400, 579
 Boss, A. 1993, In *The Realm of Interacting Binary Stars*, eds. J. Sahade, G.E. McCluskey, and Y. Kondo (Dordrecht: Kluwer), p. 335
 Cohen, M., and Kuhl, L.V. 1989, *ApJS*, 41 743
 Duchêne, G., Monin, J.-L., Ménard, F., Bouvier, J. 1998, *ApJ*, in preparation
 Dutrey, A., Guiloteau, S., Duvert, G., Prato, L., Simon, M., Schuster, K., Ménard, F. 1996, *A&A*, 309, 493
 Fekel, F.C. 1981, *ApJ*, 246, 879
 Galli, D., Shu, F.H. 1993, *ApJ*, 417, 220
 Ghez, A.M., McCarthy, D.W., Patience, J.L., Beck, T.L. 1997, *ApJ*, 481, 378
 Goodman, A.A., Bastien, P., Myers, P.C., Ménard, F. 1990, *ApJ*, 359, 363
 Hale, A. 1994, *AJ*, 107, 306
 Hartigan, P., Strom, K.M., Strom S.E. 1994, *ApJ*, 427 961
 Hartman et al., 1986, *ApJ*, 309, 275
 Herbig, G.H., Bell, K.R. 1988, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population*, Lick Observatory Bulletin No 1111
 Kenyon, S.J., and Hartmann, L., 1995, *ApJS* 101, 117
 Larson, R.B. 1995, *MNRAS*, 272, 213
 Mathieu, R.D. 1994, *ARA&A*, 32, 465
 Ménard, F. 1989, Ph.D. Thesis, Univ. of Montréal
 Ménard, F., Bastien, P. 1992, *AJ*, 103, 564
 Ménard, F., et al., 1998, in preparation
 Moneti, A., Helfer, H.L., McMillan, R.S., Perry, M.L., Pipher, J.L. 1984, *ApJ*, 282, 508
 Osterloh, M., Beckwith, S.V.W. 1995, *ApJ*, 439, 288
 Padgett, D.L., Strom, S.E., Ghez, A. 1997, *ApJ*, 477, 705
 Prato, L., Simon, M., 1997, *ApJ*, 474, 455
 Pringle, J.E. 1989, *MNRAS*, 239, 361
 Redman, R.O., Kuiper, T.B.H., Lorre, J.J., 1986, *ApJ* 303, 300
 Shu, F.H., Adams, F.C., Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
 Simon, M. 1997, *ApJ*, 482, L81
 Skrutskie, M.F., Dutkevitch, D., Strom, S.E., Edwards, S., Strom, K.M., Shure, M.A., 1990, *AJ* 99, 1187.
 Terquem, C., Bertout, C.M. 1993, *A&A*, 274, 291
 Tamura, M., Sato, S. 1989, *AJ*, 98, 1368
 Vrba, F.J., Rydgren, A.E., Chugainov, P.F., and Shakovskaya, N.I., 1989, *AJ*, 97, 483
 Weis, E.W. 1974, *ApJ*, 190, 331
 Whitney, B.A., Hartmann, L. 1992, *ApJ*, 395, 529
 Wood, K., Kenyon, S.J., Whitney, B., and Turnbull, M., 1998, *ApJ* 497, 404

A. Polarization computations

The polarization level P together with the position angle θ of the polarization vector are obtained through 3 measurements through linear polaroids, at 3 different angles : 0° , 60° and 120° . From the 3 corre-

sponding intensities I_0 , I_{60} , and I_{120} , we deduce the Stokes parameters I , U and Q , together with their uncertainty :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= \frac{2}{3}(I_0 + I_{60} + I_{120}) \\ \sigma_{I_{tot}} &= \frac{2}{3}\sqrt{(\sigma I_0)^2 + (\sigma I_{60})^2 + (\sigma I_{120})^2} \\ Q &= \frac{4}{3}I_0 - \frac{2}{3}(I_{60} + I_{120}) \\ \sigma_Q &= \sqrt{\frac{16}{9}(\sigma I_0)^2 + \frac{4}{9}((\sigma I_{60})^2 + (\sigma I_{120})^2)} \\ U &= \sqrt{\frac{4}{3}(I_{60} - I_{120})} \\ \sigma_U &= \sqrt{\frac{4}{3}((\sigma I_{60})^2 + (\sigma I_{120})^2)} \end{aligned}$$

and we compute the degree of polarization P and the position angle θ and their uncertainty from :

$$\begin{aligned} P &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I_{tot}} \\ \sigma_P &= P \sqrt{\left(\frac{\sigma I_{tot}}{I_{tot}}\right)^2 + \frac{(Q\sigma_Q)^2 + (U\sigma_U)^2}{(Q^2 + U^2)^2}} \\ \theta &= \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q} \\ \sigma_\theta &= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{(U\sigma_Q)^2 + (Q\sigma_U)^2}}{U^2 + Q^2} \end{aligned}$$

Note that an equivalent form of these equations was first used by Redman et al. (1996). Also, the equations given here (including the errors) were derived by Asselin (1991) and used (but not given) by Asselin et al. (1996). We give them all here for completeness and future reference.

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
08(08.02.3; 08.16.5; 08.19.1)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

Binary fraction in low-mass star forming regions: a reexamination of the possible excesses and implications

G. Duchêne

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

Received 23 July 1998; Accepted 28 October 1998

Abstract. Various surveys of low-mass binaries in star forming regions have been performed in recent years. They reached opposite conclusions concerning possible binary excesses in some of these associations. I develop a consistent method to reanalyze all these studies, so that I can compare all data consistently, and understand the previous findings. I also report the detection of five new companions to Taurus members.

It appears that binary fraction in Taurus exceeds the main sequence value by a factor of 1.7 in the range 4–2000 AU. The companion star fraction in this separation range is the same as the *overall* main sequence fraction. Ophiuchus, Chameleon, and possibly Lupus show similar excesses, although with lower confidence levels. Binaries in Ophiuchus seem to have larger flux ratios (towards faint companions) than in Taurus.

It appears very unlikely that all very young star forming regions have binary excesses. The binary fraction seems to be established after ~ 1 Myr, but the precise nature of the difference between various regions is still unclear (overall binary fraction, orbital period distribution). It is not currently possible to put constraints on the binary formation models: higher angular resolution and larger sample sizes will be required.

Key words: binaries: general – stars: pre-main sequence – stars: statistics

1. Introduction

Surveys for low-mass main sequence (MS) binaries have pointed out that multiple systems are numerous (53% for G dwarfs, Duquennoy & Mayor 1991, hereafter DM). Only three years after DM's paper, it was discovered that the Taurus star forming region (SFR) had a very large number of binaries (Leinert *et al.* 1993, Ghez *et al.* 1993), many more than expected, while the Orion Trapezium was "normal", as far as its binary fraction is concerned (Prosser *et al.* 1994). Why is there such a difference between the two best studied SFR? Taurus or the Trapezium

could be exceptions, but it could also give strong constraints on binary formation models.

What about the other well-known SFRs? Some studies have pointed out binary excesses in Ophiuchus, Chameleon, Lupus and even in the Trapezium cluster (Reipurth & Zinnecker 1993, Ghez *et al.* 1997, Padgett *et al.* 1997), but some authors have also concluded that there was no excess in the same regions (Simon *et al.* 1995, Brandner *et al.* 1996, Petr *et al.* 1998). Based on some of these results, Ghez *et al.* (1993) and Patience *et al.* (1998) have proposed that the binary fraction was decreasing with time, from high excess to MS values, while Bouvier *et al.* (1997) propose that the main factor driving the binary's properties are the physical condition of the parent cloud.

This paper intends to clarify previous results by analyzing all available sets of data with a single consistent method allowing for meaningful comparisons (Sect. 2 and 3). I also review the results on the older Hyades and Pleiades stars (Patience *et al.* 1998, Bouvier *et al.* 1997). Finally, an attempt to find a global trend will be presented (Sect. 4).

2. Method and hypotheses

The main purpose of this work is to allow for direct comparisons between all previous papers. Up to now, there are about as many observational techniques as papers, and each has its own limitations. Here, I will compare the results for each SFR to that of the MS, and *then*, a comparison of the results with each other will be meaningful; this method slightly increases the error bars by accounting twice for the MS uncertainties, but it is usually a small value.

As the largest low-mass MS survey is DM, only stars later than F7 on the MS will be considered here. This corresponds to an early-G spectral type for a 1 Myr star. Thus, A and F stars will be excluded from all SFR surveys. To take into account all companions, I calculate the *companion star fraction*, which is the number of companions per primary ($csf = \frac{B+2T+3Q}{S+B+T+Q}$, where S , B , T and Q are the numbers of single, binary, triple and quadruple systems; see Patience *et al.* 1998), instead of the *binary fraction* ($bf = \frac{B+T+Q}{S+B+T+Q}$); also, DM only estimate csf . Finally, for each study, I tried to choose a separation range

over which the sensitivity is high enough so that all companions can be found. These ranges are presented in Appendix A.

The intuitive way of comparing all clusters is to select a wide separation range and to count the number of binaries in this range for each region. Due to the different distances involved, however, the common separation range is narrow and leads to small numbers of companions. The statistical significance of the results is thus quite low.

The most powerful comparison of all clusters is obtained by comparing each csf to that of the MS in the same separation range; each SFR, however, has been surveyed in different ranges by different studies. I calculate the total csf of the SFR from all surveys and, concerning the MS value, I estimate it in the same separation range for each survey (by integration of the analytic period distribution given by DM) and I average these values using the number of targets as a weight. In Table 1, csf_{MS} is the averaged MS value to be compared with the csf in the 4th column. N_{obs} is the total number of targets.

Two non critical assumptions are made: the total system mass is $1 M_{\odot}$ and the actual semi major-axis a is linked to the apparent separation ρ via $\log a = \log \rho + 0.1$ (Reipurth & Zinnecker 1993); reasonable changes in these parameters does not change the csf by more than 1%.

Also, some corrections have been applied in some cases (see Sect. 3) to take into account poor and non homogeneous dynamic range or selection biases. Concerning the dynamic range, it has to be large enough to detect binaries with mass ratio $q = 0.1^1$, which is the lower limit of DM's survey (they cannot observe binaries with $q < 0.3$ for all targets, but they estimate a correction down to this limit). Using Baraffe *et al.* (1998)'s mass-luminosity relation at 2 Myr, it appears that such a mass ratio is equivalent to $\Delta K = 2.9$, $\Delta I = 3.6$ and $\Delta V = 4.3$ mag at this age. These limits are reached in all pre-main sequence (PMS) surveys except when a speckle technique is used (these studies are limited to absolute magnitude and not flux ratios, so that some stars were observed with worse sensitivities); in this case, a correction has been applied to take into account the strongly non uniform sensitivity of the survey. All companions with $q < 0.1$ were excluded from the statistics to allow significant comparisons with DM; this has not been done in the previous studies. Determining mass ratios from flux ratios is somewhat hazardous for PMS stars because of possible infrared excesses and different ages, but I assume that this does not lead to any systematic bias. In older clusters, as the mass-luminosity relation steepens with increasing time, the incompleteness correction becomes important, and cannot be neglected for the Hyades and the Pleiades.

3. Details of the calculation by clusters

Table 1 presents all the results developed in this section. For each SFR, I explain what has been done (if anything) after simply collecting the data from the literature.

¹ for systems with $M_1 \sim 0.5 M_{\odot}$, this limit would be well within the brown dwarfs domain and this could modify the results.

3.1. Taurus

The speckle results of Ghez *et al.* (1993) does not need any correction, as all stars were observed with a large enough dynamic range. The lunar occultation survey of Simon *et al.* (1995), also reporting results from Richichi *et al.* (1994), however, suffers from a poor dynamic range, and I applied a correction similar to Ghez *et al.* (1993). This method takes into account the fact that all stars were not surveyed with the same dynamic range: the targets are binned by relative brightness of approximately equal magnitude steps, and the number of detected binaries in each bin is rescaled to the total number of targets. Here, it adds ~ 4 companions. The final uncertainties are estimated from Poisson statistics on the *observed* number of companions and corrected for *each flux ratio bin* (this method gives a conservative estimation of the error), and not on the final, corrected number of companions.

Recent *HST* and adaptive optics images of the binary system HK Tau have revealed a circumstellar disk around the secondary (Stapelfeldt *et al.* 1998). As it is seen edge-on, the star is totally hidden, and we can only see scattered light. This explain why $\Delta H = 3.1$ mag while the mass ratio is estimated to be about $q \sim 0.5$ from the spectral types of both components (Stapelfeldt *et al.*). This system has not been excluded here. Otherwise, three faint companions had to be excluded from the Leinert *et al.* (1993) survey. In some cases, Leinert *et al.* (1993) report the imaging results from Reipurth & Zinnecker (1993) without further high angular resolution observations. New images with adaptive optics have revealed new subarcseconds companions to four of these systems (see Appendix B), which were added in this study.

3.2. Ophiuchus

Both Ghez *et al.* (1993) and Simon *et al.* (1995) results were corrected for incompleteness with the same method as in Taurus, leading to an estimation of ~ 4 missed companions.

3.3. Orion clusters

In the Trapezium, the results from Petr *et al.* (1998) are uncorrected while Prosser *et al.* (1994) evaluated the number of unbound pairs (chance projection by crowded fields). Here, I use their final results, where these non physical pairs have been excluded.

In their study of the outer parts of the Trapezium and of NGC 2024, 2068 and 2071, Padgett *et al.* (1997) evaluated the probability for each companion to be a real companion. As they find high *individual* probabilities, no correction is applied in the study. The probability for *all companions* to be bound, however, is rather small (55 and 62% in the NGC clusters and the Trapezium respectively), indicating that a correction is actually needed. The average probabilities for each companion to be unbound are 4.0 and 6.2% in the two subsamples. This is

Table 1. Comparison of star forming regions and MS samples regarding the companion star fraction. [†] the distance to the Orion complex is an average value.

	N_{obs}	N_{comp}	$csf(1\sigma)$ [%]	$csf_{MS}(1\sigma)$ [%]	$\log \frac{csf}{csf_{MS}}$	statistical significance	ref.	distance [pc]	references for distance
PMS associations and clusters									
Tau-Aur	117	67.1	57(8)	34(4)	0.22±0.08	2.8 σ	1,2,3,4	140	Elias (1978)
Oph	114	35.0	31(5)	20(3)	0.19±0.10	1.9 σ	2,3,4	160	Chini (1981)
Oph	95	24.6	26(5)	13(2)	0.30±0.11	2.7 σ	2,4	–	–
Trapez.	291	31	11(2)	14(2)	-0.10±0.10	1.0 σ	5	450	5,6,7 [†]
Trapez.	34	2	6(4)	8(1)	-0.12±0.29	< 1 σ	6	–	–
outer Trapez.	50	6.6	13(5)	10(1)	0.11±0.17	< 1 σ	7	–	–
NGCs Ori	99	12.4	13(4)	10(1)	0.10±0.15	< 1 σ	7	–	–
Cha I	85	19.2	23(6)	16(2)	0.16±0.13	1.2 σ	4,8,9	140	Schwartz (1991)
Cha II	23	5.0	22(10)	13(2)	0.23±0.21	1.1 σ	4,8,9	200	Hughes & Hartigan (1992)
Lup	61	11.1	18(6)	15(2)	0.08±0.16	< 1 σ	4,8	150	Krautter (1991)
CrA	10	3.0	30(17)	11(2)	0.44±0.26	1.6 σ	4,8	130	Marraco & Rydgren (1981)
ROSAT sources									
Tau-Aur	68.6	25.1	37(12)	26(4)	0.15±0.16	< 1 σ	10	140	<i>assumed</i>
Cha	86.8	4.4	5(3)	7.5(1)	-0.21±0.31	< 1 σ	9	140	–
Sco-Lup	64.4	7.5	12(7)	7.5(1)	0.20±0.26	< 1 σ	9	150	–
Older open clusters									
Pleiades	144	40.8	28(6)	27(3)	0.02±0.10	< 1 σ	11	130	11
Hyades	97	17.8	18(5)	16(2)	0.05±0.13	< 1 σ	12	46.3	Perryman <i>et al.</i> (1997)

References: 1 – Leinert *et al.* (1993), 2 – Ghez *et al.* (1993), 3 – Simon *et al.* (1995), 4 – Reipurth & Zinnecker (1993), 5 – Prosser *et al.* (1994), 6 – Petr *et al.* (1998), 7 – Padgett *et al.* (1997), 8 – Ghez *et al.* (1997), 9 – Brandner *et al.* (1996), 10 – Köhler & Leinert (1998), 11 – Bouvier *et al.* (1997), 12 – Patience *et al.* (1998).

in agreement with the averaged background companions probabilities given in Padgett *et al.*'s Table 3: the predicted numbers of false detections are 0.6 and 0.4 respectively. I subtracted these numbers in Table 1, as well as two companions below the $q = 0.1$ limit, with increased error bars (Poisson statistics were applied to the unbound pairs, too).

3.4. Chameleon, Lupus, Corona Australis

I applied the correction from Ghez *et al.* (1993, 1997) to the limited subsample of low-mass stars in Ghez *et al.* (1997), again with increased uncertainties. The addition of the csf from two independent subsamples, proposed by Ghez *et al.*, leads to the same excess ratio as the method used here.

3.5. ROSAT population

In all three SFRs, corrections for too faint companions ($q < 0.1$) and background projections are performed with the values given in Brandner *et al.* (1996) and Köhler & Leinert (1998). The third correction to apply is to take into account the bias induced by the X-ray selection of the targets: a binary has two sources and can thus be detected more easily in the ROSAT survey. I used a similar method to Brandner *et al.* (I assume that the X-ray flux of the secondary is independent of the primary's), but I replaced their formula for ΔN by:

$$\Delta N = \int_{0.5L_{lim}}^{L_{lim}} \rho(L_{1x}) \int_{L_{lim}-L_{1x}}^{L_{1x}} \rho^o(L_{2x}) dL_{1x} dL_{2x} \times bf$$

with $\rho^o = \frac{\rho}{\int_{L_{min}}^{L_{1x}} \rho(L) dL}$, the normalized distribution of X-ray fluxes, *i.e.* the density of probability for the secondary's flux; $L_{min} = 10^{21.5} W$ and $L_{max} = 10^{23.5} W$ are the limits of validity for the flux distribution, and L_{lim} is the sensitivity limit of the X-ray surveys in each SFR. I then applied a method similar to Brandner *et al.*, which both modifies the sample size and the number of companions; I choosed $bf = 53\%$, *i.e.* the main sequence value, but a value of 90% does not change the results in Table 1 by more than 2%. I find 9 faint, 4.3 background and 5.5 X-bias companions in Taurus; equivalent figures in Chameleon and Scorpius are respectively (0, 1.0, 1.0) and (1, 1.5, 3.0). The final number of targets is also a fractional number ($N_{obs} = N - \Delta N$). If x is the fraction of biased binaries actually detected in the separation range of a survey, then $N_{comp} = N_{comp,obs} - x \times \Delta N$. The corrections I evaluate for Chameleon and Scorpius are smaller than that of Brandner *et al.*, because these were overestimations; in Taurus, the correction estimated in Köhler & Leinert is similar to that quoted in Tab 1. Poisson uncertainties are associated to each correction.

3.6. Pleiades

As already mentioned, a completeness correction is needed for this cluster: from Henry & McCarthy (1993), $q = 0.1$ corresponds to $\Delta K = 6$ mag, which is not reached for all separations. The assumption made by Bouvier *et al.* (1997) is that the DM's mass-ratio distribution can be used in the Pleiades,

which seems compatible with their results. The uncertainties, however, must be increased, as Poisson statistics again apply to the observed numbers of companions (*e.g.*, in the first bin of their Table 2, the total number of companions is 15 ± 7.5 and not 15 ± 3.9 , since they detect 4 companions).

3.7. Hyades

As in the Pleiades, a correction is needed, but it must be evaluated *and* applied only to the subsample of low-mass stars (Patience *et al.* 1998 evaluate the correction on the whole sample, but apply it to the low-mass stars). After excluding all stars with spectral type earlier than F7, $M > 1.25 M_{\odot}$ and evolved stars (see Tables 2, 3 and 4 in Patience *et al.*; all stars with no spectral type in their Table 2 are excluded here), I checked that the average detectable mass-ratio is unchanged ($q_{\min} = 0.23$). With the same correction as in the Pleiades, I estimate that 79% of the companions were detected in this survey. With a correction similar to that proposed by Patience *et al.*, this number becomes 70%; the slight difference is due to the fact that Patience *et al.* do not dismiss binaries with $q < 0.1$. The 54% reported in the original study is due to the fact that a lot of higher mass stars ($M \sim 2M_{\odot}$) could hide many low-mass companions.

4. Results and implications

4.1. Binary excesses in star forming regions

As already mentioned, the binary excess is strongly significant in Taurus (99.5% confidence level), where the overall binary fraction is $\sim 90\%$ provided that the period distribution shape is the same as the MS. Actually, the binary fraction given in Table 1 is comparable to the *overall* estimated *csf* in the MS stars ($\sim 61 \pm 7\%$, DM). On the other hand, all studies of the Orion clusters (Trapezium, NGC 2024, 2068 and 2071) converge to a “normal” binary fraction. In the other SFRs, no obvious excess can be detected, with the exception of Ophiuchus which is discussed below. Although all data have been carefully analyzed, no definitive conclusions can be drawn. Angular resolution still has to be improved to increase the number of companions. The use of larger telescopes equipped with adaptive optics, however, will not solve the main problem. The low significance of the results is tightly linked to the small sample sizes: except for the Trapezium cluster, there are always less than 150 targets. Until an important embedded population is found and surveyed, it will be very difficult to increase our confidence in these results.

Reipurth & Zinnecker (1993) first proposed that there are more binaries in PMS stars than in the MS. The excess they find is not highly significant (about 1.5σ), but they use direct imaging, without high angular resolution. Their sample consists mainly in Ophiuchus, Chameleon and Lupus (213 out of 238 targets); here, combining these three regions, the excess represents a factor of 1.5, significant at the 2.6σ level (*i.e.*, a probability of 99% for these clusters to have a binary fraction different from the MS). Although each individual cluster

does not contain enough stars, this is an evidence that other SFRs than Taurus have binary excesses. Actually, Ophiuchus and Chameleon both seem to have excesses comparable to Taurus. If one excludes Simon *et al.* (1995) data concerning Ophiuchus (see below), the excess becomes a factor of 1.6, and the significance is increased to the 2.9σ level.

Simon *et al.* (1995) do not find a binary excess in Ophiuchus, while in Taurus, they end with a result similar to Table 1. They point out the fact that they give only a lower limit to the actual binary fraction, and the difference they find seems to vanish in Table 1 after averaging with the results of Ghez *et al.* (1993). The main difference between Simon *et al.* survey and all other study of Ophiuchus is that the former is sensitive to closer separations, thanks to a lunar occultation technique. This could reveal a trend for Ophiuchus to lack very close binaries ($\rho < 0.1''$, below the limit of Ghez *et al.* 1993 survey). However, Simon *et al.* find 31% of their companions below $0.1''$ in Ophiuchus and 27% in Taurus. Of course, these numbers suffer from poor statistics, but there is no evidence for a difference in the period distributions in their study. Another possibility to explain the results of Simon *et al.* is the difference in flux ratios in Ophiuchus and Taurus. From Ghez *et al.* (1993), it appears that 73% of the binaries in Taurus have $\Delta K < 1.5$ mag, while only 23% in Ophiuchus have such flux ratios (the median flux ratios in both samples are respectively $\Delta K \sim 0.8$ and ~ 1.6 mag). From a χ^2 test, the probability that the two samples are drawn randomly from the same distribution is smaller than 0.5%. The median dynamic range in Simon *et al.* survey is $\Delta K \sim 1.7$ mag, and it is plausible that they do not find a binary excess in Ophiuchus because they miss faint companions. The problem is then to understand why the flux ratios are different in Ophiuchus and Taurus SFRs.

The *ROSAT* population is not easy to handle: as already proposed by Köhler & Leinert (1998), the “X-sources” in Taurus are probably related to the molecular cloud since the binary excess, although not statistically significant, is rather similar to the other sources; this argument, however, is given *a fortiori*, and thus it is not very compelling. The resulting excess (a factor of 1.6) is significant at the 2.9σ confidence level. On the other hand, in Chameleon, the X-ray selected population and the rest of the cloud are different at the 1.2σ level. This is in agreement with Brandner *et al.* (1996), who find a 2σ difference. However, they consider it as similar and average the two results. It seems more likely that the *ROSAT* population is not entirely related to the SFR, as proposed by Neuhauser & Brandner (1998), who find that 6 out of 7 stars observed with *HIPPARCOS* are foreground stars. In Scorpius-Lupus, finally, the excess is large, although not very significant. It is interesting to notice that, in the separation range $0.8-3''$, Brandner *et al.* (1996) find a very large excess in Upper-Scorpius B and a MS result in Upper-Scorpius A (which are two parts of the same SFR with different ages); the average of these two values leads to the observed excess. With high angular resolution, Brandner & Köhler (1998) proposed that the period distribution are different in the two subclusters.

In older clusters (120 and 600 Myr respectively for the Pleiades and the Hyades), no strong binary excess is detected; the excess reported by Patience *et al.* (1998) is due to the large correction they evaluated (see Sect. 3.7).

4.2. Implications for binary formation

As explained in Sect. 4.1, Taurus is probably not the only SFR with a large binary excess in the separation range $\approx 10\text{--}2000$ AU. Ophiuchus and Chameleon have probably similar excesses, although the results are less significant than in Taurus. On the other hand, several very young clusters (Trapezium, NGC clusters in Orion) do not have such features. It can thus be excluded that *all* SFR have very high binary fractions at the beginning of the star formation stage: the possibility of a time evolution for all PMS associations is very unlikely, at least after ~ 1 Myr, the typical age of these SFR.

All the regions with a binary excess (Taurus, Chameleon, Ophiuchus) are loose associations: all dense clusters have binary fractions compatible with the MS. Unless the majority of the solar neighbourhood stars were formed in Taurus-like associations, it appears that the binary fraction does not evolve from the T Tauri phase to the MS. This is an evidence for the low impact of gravitational encounters in *dense* clusters after 1 Myr or so, and it is very unlikely that such interactions can affect the binary fraction in loose SFR. Furthermore, as the ratio of binaries to triple systems in PMS and MS are similar (DM, Leinert *et al.* 1993), it seems that disruption of high order multiples due to unstable orbits are quite rare too.

It is still unclear whether the *total binary fraction* is higher in dense clusters or if the *period distribution* is different, with more visual binaries and an overall fraction similar to the MS. In Taurus, however, the latter seems unlikely, as the number of spectroscopic binaries is not extremely low (Mathieu 1994). In any case, it seems that the binary fraction in the range $\approx 10\text{--}2000$ AU is established very soon in the history of star formation, probably before ~ 1 Myr. Kroupa (1995) has shown, with N -body simulations, that wide binaries may be massively disrupted in a time shorter than a few Myr, provided it is extremely dense in its very first stages (it would require $n \sim 10^5$ stars/pc³). Bate *et al.* (1998) find a weak evidence that wide binaries ($a \gtrsim 400$ AU) may have actually been disrupted in the Trapezium cluster. At smaller separations, however, it seems that no disruption has occurred. It is possible that all SFR start their evolution with a high binary fraction and that the dense clusters disrupt most of the widest pairs. However, it appears unlikely because no excess is found in Trapezium down to ~ 50 AU, while it should still exist at such small separations. Furthermore, the proportion of circumstellar disks is very high in the Trapezium (Hillenbrand *et al.* 1998), implying that the number of encounters is not very high.

It is also possible that the binary fraction is established during the formation process, without any later disruption. Durisen & Sterzik (1994) have pointed out that a natural prediction of both cloud and disk fragmentation models is that the binary

fraction is higher in colder SFR. If the Trapezium and similar clusters had a high initial gas temperature, it could explain the large excess of loose associations with regard to the MS. On the other hand, Durisen *et al.* (in prep.) show that the cloud temperature could also influence the orbital period distribution. This could account for the results of Brandner & Köhler (1998) who present evidence that the peak of the orbital period distribution changes with the physical conditions of the parent cloud; their numbers, however, are very small, and their results need to be ascertained.

5. Conclusion

I developed a method with consistent corrections for incompleteness and selection biases to clarify the issue of the possible binary excess in SFRs. Reanalyzing all published PMS binary surveys, it appears that some previous conclusions have to be revisited, although the major ones hold (Taurus and Ophiuchus SFR show binary excess, while Orion and zero-age MS clusters do not). The following conclusions are reached here:

- the Taurus members have a significant binary excess (2.8σ), with $\sim 95\%$ of stars being multiple systems if the orbital period distribution has the same shape as the MS binaries. I also report astrometry and near-infrared photometry for four new subseconds companions.
- combining Ophiuchus, Chameleon and Lupus, the excess is significant at the 2.6σ confidence level at least, which increases the confidence in the result initially pointed out by Reipurth & Zinnecker (1993). It also appears that the binary infrared flux ratios are larger (towards fainter companions) in Ophiuchus than in Taurus.
- all the Orion clusters, as well as the Pleiades and the Hyades, have binary fractions similar to the MS.
- unlike in Taurus, there is no evidence from binarity that the *ROSAT* populations in Chameleon and Lupus are linked to the clouds.

It is not currently possible to discriminate between a difference in the overall binary fraction or in the orbital period distribution, though the former appears more likely. The use of larger telescopes with adaptive optics will be needed to settle this issue. Also, to confirm and increase the confidence level of the binary excesses in Ophiuchus or Chameleon, it will be necessary to survey a sample at least twice as large as the current known population.

Acknowledgements. I wish to thank J. Bouvier, F. Ménard, J.-L. Morin, M. Bate and M. Simon for fruitful discussions and comments on early versions of this work. I also thank Ch. Leinert for his prompt and helpful referee report.

Appendix A: Cluster distances and separation range of the different surveys

The distances assumed to convert angular to linear separations are presented in Table 1. These values are not very accurate

Table A1. Separation range for each study. “diff”: diffraction limit; “sens”: limit for homogeneous sensitivity; “seeing”: worse seeing value; “fov”: instrument field-of-view; “back”: limit for small background stars contamination. References are the same as in Table 1.

Ref.	sep. range (″)	lower limit	upper limit
1	0.13–13.0	diff	back
2	0.1–1.8	sens	fov
3	0.02–10.0	sens	back
4	1.0–12.0	seeing	back
5	0.1–1.0	sens	back
6	0.14–0.5	diff	back
7	0.3–2.3	sens	back
8	0.1–1.2	sens	fov
–	1.2–12.0	seeing	back
9	0.8–3.0	seeing	back
10	0.13–13.0	diff	back
11	0.08–7.0	diff	fov
12	0.1–1.07	sens	fov

(the uncertainties are probably about 20%), but they are not extremely important values, since the period distribution is rather flat and, thus, a simple shift in the integration limits does not change dramatically the results. Concerning the *ROSAT* populations, I first assumed that they are linked to the SFRs, as proposed by Guillout *et al.* 1998, although this is still unclear.

More critical are the separation ranges in which each study was performed (Table A1). When the technique is simple imaging (without high angular resolution), I choose the worst value of the seeing as the lower limit, so that all stars were observed under better or equivalent conditions. For speckle surveys, it is possible to choose a lower limit such that the sensitivity is almost constant for larger separations without losing too much companions; furthermore, the scatter in the individual sensitivities is so large that it is impossible to apply a uniform correction to the whole sample. Adaptive optics studies, on the other hand, are diffraction-limited and very uniform in sensitivity, but the sensitivity increases gradually up to roughly 1″, and it is not interesting to use this wide lower limit; I just kept the diffraction limit, although I acknowledge that a few companions may have been missed. The dynamic range, however, is usually about 2 mag around the first Airy ring; the majority of the close companions are thus detected at near-infrared wavelength. Binary separations can be limited either by the instrument field-of-view or by the need to avoid background contamination (this is discussed in each study), the latter being a problematic issue.

Appendix B: New companions in Taurus

On December 11 and 18, 1997, near-infrared images of Taurus binaries from Leinert *et al.* (1993) and Reipurth & Zinnecker (1993) samples were taken at CFHT, using the adaptive optics system and the new near-infrared camera, KIR. While obtaining *JHK* photometry of already known multiple systems, five new companions were discovered in binary and triple

Table B1. Astrometry and relative photometry for the 4 new subarc-second companions in Taurus. Astrometry and photometry for HBC 358 C are with regard to HBC 358 Aa (brightest component in *JHK*).

primary	sep. (″)	PA (°)	ΔJ	ΔH	ΔK
UX Tau B	0.138	303.9	0.29	0.28	0.27
J 4872 A	0.175	76.4	0.26	0.16	0.14
Haro 6-37 A	0.333	181.2	1.78	1.67	1.57
HBC 358 A	0.150	334.0	0.06	0.07	0.09
HBC 358 C	3.15	331.2	4.35	4.33	4.49

systems. I report in Table B1 the astrometry and relative photometry; all details will be published in a forthcoming paper (Monin *et al.*, in prep.). The uncertainties for the astrometry are smaller than 2% for the separation and 0.5° for the position angle (measured eastwards from the North); the relative photometry is accurate to about 0.05 mag in each band.

The status of the faint star close to HBC 358 is not addressed here, although at this separation, the probability that this is a background projected companion is low (the fact that the flux ratio decreases with increasing wavelength, however, could be an evidence for its background location). Given the flux ratio, anyway, it has not been included in this paper.

References

- Baraffe I., Chabrier G., Allard F. & Hauschildt P., 1998, *A&A*, 327, 1054
- Bate M., Clarke C. & McCaughrean M., 1998, *MNRAS*, 297, 1163
- Bouvier J., Rigaut F. & Nadeau D., 1997, *A&A*, 323, 139
- Brandner W., Alcalá J., Kunkel M., Moneti A. & Zinnecker H., 1996, *A&A*, 307, 121
- Brandner W. & Köhler R., 1998, *ApJ*, 499, L79
- Chini R., 1981, *A&A*, 99, 346
- Duquennoy & Mayor, 1991, *A&A*, 248, 485
- Durisen R. & Sterzik M., 1994, *A&A*, 286, 84
- Elias J., 1978, *ApJ*, 224, 453
- Ghez A., Neugebauer G. & Matthews K., *AJ*, 106, 2005
- Ghez A., McCarthy D., Patience J. & Beck T., 1997, *ApJ*, 481, 378
- Gizis J. & Reid I., 1995, *AJ*, 110, 1248
- Guillout P., Sterzik M., Schmitt J., Motch C., Egret D., Voges W. & Neuhauser R., 1998, *A&A*, 334, 540
- Henry T. & McCarthy D., 1993, *AJ*, 106, 773
- Hillenbrand L., Strom S., Calvet N., Merrill M., Gatley I., Makidon R., Meyer M. & Skrutskie M., 1998, *AJ*, 116, 1816
- Hughes J. & Hartigan P., 1992, *AJ*, 104, 680
- Köhler R. & Leinert Ch., 1998, *A&A*, 331, 977
- Krautter J., 1991, in *Low mass star formation in southern molecular clouds*, ESO scientific report No. 11, ed. Reipurth, 127
- Kroupa P., 1995, *MNRAS*, 277, 1522
- Leinert Ch., Zinnecker H., Weitzel N., Christou J., Ridgway S., Jameson R., Haas M. & Lenzen R., 1993, *A&A*, 278, 129
- Marraco H. & Rydgren A., 1981, *AJ*, 86, 62
- Mathieu R., 1994, *ARA&A*, 32, 465
- Neuhauser R. & Brandner W., 1998, *A&A*, 330, L29
- Padgett D., Strom S. & Ghez A., 1997, *ApJ*, 477, 705
- Patience J., Ghez A., Reid I., Weinberger A. & Matthews K., 1998, *AJ*, 115, 1972

G. Duchêne: Binary fraction in low-mass star forming regions

7

- Perryman M., Brown A., Lebreton Y., Gomez A., Turon C., Cayrel de Strobel G., Mermilliod J.-C., Robichon N., Kovalevsky J. & Crifo F., 1998, A&A, 331, 81
- Petr M., Coudé du Foresto V., Beckwith S., Richichi A. & McCaughrean M., 1998, ApJ, 500, 825
- Prosser C., Stauffer J., Hartmann L., Soderblom D., Jones B., Werner M. & McCaughrean M., 1994, ApJ, 421, 517
- Reipurth B. & Zinnecker H., 1993, A&A, 278, 81
- Richichi A., Leinert Ch., Jameson R. & Zinnecker H., 1994, A&A, 287, 145
- Schwartz R., 1991, in *Low mass star formation in southern molecular clouds*, ESO scientific report No. 11, ed. Reipurth, 93
- Simon M., Ghez A., Leinert Ch., Cassar L., Chen W., Howell R., Jameson R., Matthews K., Neugebauer G. & Richichi A., 1995, ApJ, 443, 625
- Stapelfeldt K., Krist J., Ménard F., Bouvier J., Padgett D. & Burrows C., 1998, ApJ, 502, L65

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
08(08.02.6,08.16.5,08.09.1,08.12.1,08.06.2)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

February 11, 1999

Low-mass binaries in the young cluster IC 348: implications for binary formation and evolution*

G. Duchêne¹, J. Bouvier¹ and T. Simon²

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France, Gaspard.Duchene@obs.ujf-grenoble.fr, Jerome.Bouvier@obs.ujf-grenoble.fr

² Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680, Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, U.S.A., simon@ifa.hawaii.edu

Received 17 November 1998; accepted 4 January 1999

Abstract. We report on a near-infrared adaptive optics survey of a sample of 66 low-mass members of the pre-main sequence stellar cluster IC 348. We find 12 binary systems in the separation range $0''.1$ – $8''$, excluding 3 probable background projected companions. An estimate of the number of faint undetected companions is derived, before we evaluate the binary frequency in this cluster. In the range $\log P = 5.0$ – 7.9 days, the binary fraction in IC 348 is $19 \pm 5\%$. This is similar to the values corresponding to G- and M-dwarfs in the solar neighbourhood population ($23 \pm 3\%$ and $\sim 18\%$, respectively). Furthermore, the distribution of orbital periods of IC 348 binaries in this range is consistent with that of field binaries. We conclude that there is no binary excess in IC 348.

Substellar companions are found to be rare, or even missing, as companions of low-mass stars in the separation range we surveyed. Also, the mass ratio distribution is not peaked at $q \approx 1$ in IC 348, and it is unlikely that an observational bias can account for that.

We do not find any evidence for an evolution of the binary frequency with age within the age spread of the cluster of about 10 Myr. Comparing the binary frequency in IC 348 with that of other star forming regions (SFRs) and young open clusters, we conclude that there is no significant temporal evolution of the binary fraction between a few Myrs after the formation process and the zero-age main sequence (ZAMS) and field populations. We find instead a trend for the binary fraction to be inversely correlated with stellar density, with dense clusters having a binary fraction similar to that of field dwarfs and loose associations exhibiting an excess of binaries. Two scenarios can be suggested to explain these differences: either all SFRs, clusters and associations alike, initially host a large number of binaries, which is subsequently reduced only in dense clusters *on a timescale of less than 1 Myr* due to numerous gravitational encounters, or specific ini-

tial conditions in the parental molecular clouds impact on the fragmentation process leading to intrinsically different binary fractions from one SFR to the other.

Key words: binaries: visual – stars: pre-main sequence – stars: imaging – stars: late-type – stars: formation

1. Introduction

Several studies in the early 90s have shown that binarity is a very common property of low-mass main sequence stars: about 53% of G-type stars, 45% of K-dwarfs and 42% of M-dwarfs are in fact multiple in the solar neighbourhood (Duquennoy & Mayor 1991, hereafter DM91; Mayor et al. 1992; Fischer & Marcy 1992). An important issue for current star formation models is to account for the high number of binaries, and to predict their physical properties.

The relative number of binary systems may be even larger among much younger stellar populations. One of the best studied low-mass SFRs, the Taurus-Auriga dark cloud, hosts almost twice as many binaries as the solar neighbourhood in the separation range 2–2000 AU (Leinert et al. 1993; Ghez et al. 1993; Simon et al. 1995). Yet, subsequent surveys of a number of other SFRs have led to somewhat conflicting results: while some exhibit binary excesses comparable to that of the Taurus cloud (Padgett et al. 1997; Ghez et al. 1997), others appear to have similar binary fractions as field dwarfs (Brandner et al. 1996). For instance, the Orion Trapezium shows a binary fraction in good agreement with that on the MS (Petr et al. 1998; Prosser et al. 1994). Duchêne (1998) recently reanalysed in a consistent way these various studies and confirmed that the binary fraction appears to vary from one SFR to the other, with the main exception of all Orion clusters whose binary fraction is similar to that of the field.

Several proposals have been made to account for these results. It has been suggested that the fragmentation process during the protostellar collapse yields a high fraction of multiple systems which, however, steadily declines over

Send offprint requests to: G. Duchêne

* Based on observations made with the Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique de France and the University of Hawaii

time as multiple systems are disrupted during their subsequent evolution (Ghez et al. 1993). Then, the binary fraction would depend on the age of the stars and would vary over a timescale of several 100 Myr (Patience et al. 1998). Alternatively, it is conceivable that the binary fraction of a cloud is established at the very beginning of the cluster history. Kroupa (1995a, 1995b) has recently shown from N -body simulations that in regions as dense as the Trapezium cluster the binary fraction could decrease from 100% to about 50% in less than 1 Myr due to gravitational encounters. Still another possibility is that the binary frequency is sensitive to environmental conditions in the parental molecular cloud. In a qualitative study, Durisen & Sterzik (1994) found that both the current fragmentation models and disk instabilities are compatible with a lower binary fraction in clouds with higher temperatures.

In order to distinguish between these alternatives, we started a long-term project aimed at studying binaries in clusters at different evolutionary stages, from the birthline to the MS. In Bouvier et al. (1997), we already found that the binary frequency in the 100 Myr old Pleiades cluster is similar to that of the MS. We report here the results obtained in the pre-main sequence (PMS) cluster IC 348. This cluster was selected on the basis of its age being similar to that of the Taurus cloud (about 2 Myr), but its stellar density being much larger (about 500 stars pc^{-3} compared to a few stars pc^{-3} for Taurus).

IC 348 is a young cluster located in the Perseus molecular cloud, at a distance of about 320 pc (Herbig 1998, hereafter H98). It hosts a B5 V star (BD+31°643), about 100 optical sources (Trullols & Jordi 1997), as well as a few hundred infrared sources, which are probably embedded young stars (Lada & Lada 1995). The age of this cluster has been estimated by several methods: Lada & Lada, by fitting the IMF, estimate that star formation is still going on after a burst ~ 5 –7 Myr ago; Luhman et al. (1998), hereafter L98, found that a major burst occurred ~ 3 Myr ago, but that stars as old as 10 Myr also lie in the cluster. Similarly, from a dereddened colour-magnitude diagram, H98 estimates ages ranging from less than 1 Myr and up to about 10 Myr for about 100 members, with a median age of ~ 2 Myr. From a deep near-infrared survey, Lada & Lada estimated a stellar density of about 500 stars pc^{-3} or $220 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ (within the half-mass radius of 0.47 pc), and a projected surface density of about 1000 stars pc^{-2} in the central 0.1 pc, similar to the NGC 2024 cluster in Orion. H98 also evaluated masses for the members, and found that the median mass is about $0.5 M_{\odot}$, in agreement with the IMF estimated for this cluster (which is very similar to the IMF from Scalo 1986). Furthermore, H98 conducted an H α survey, and discovered over 110 emission-line stars in a $7'.5 \times 15'$ area centred on the cluster; all of these stars are very likely to be young, active cluster members; about 70 of them have independently been confirmed as members on the basis of colour-magnitude diagrams. Preibisch

et al. (1996) performed a systematic X-ray survey of the area, detecting over 110 sources within a 1° -radius circle.

We report on our adaptive optics observations of IC 348 in Sect. 2, and estimate the binary fraction in the cluster in Sect. 3. In Sect. 4 we discuss various other binary properties (especially the scarcity of brown dwarf companions in our survey), and Sect. 5 presents a discussion on the link between the binary fraction and environmental conditions in SFRs. Sect. 6 summarizes our conclusions.

2. Observations

Our sample was selected from H98's list: all stars brighter than $R \approx 15$ were observed, with a 75% completeness level at $R = 16.5$; overall, the survey is two-third complete at the $H = 12$ limit. Mosaicing with small offsets from the brightest stars, about 25 additional fainter stars were surveyed. In total, we observed 70 of H98's members (within 66 independent systems); we also observed 24 stars for which H98 could not assess membership. Ten of these stars are considered as members by L98, on the basis of the detection of the Li $\lambda 6707 \text{ \AA}$ absorption line and of spectral classification (for late M stars).

The observations were obtained during four nights in December 1997 at the Canada-France-Hawaii Telescope on Mauna Kea. We performed near-infrared (JHK), high angular resolution imaging using the Adaptive Optics Bonnette and the new infrared camera KIR, a 1024×1024 HAWAII detector. The pixel scale is $0''.0351/\text{pix}$, yielding a total field-of-view of $36'' \times 36''$. Most of the images are diffraction-limited in H and K , but the images of the faintest stars or those observed at large offsets from the wavefront star ($\gtrsim 20''$), have FWHM as large as $0''.2$; Fig. 1 illustrates the image quality in our survey. We surveyed each target in H , and all resolved systems were also observed in J and K (with the exception of pairs formed by two stars already known as members). A typical observing sequence consists of 16 images, at 4 positions, with individual exposure times ranging from 2 to 30 seconds to avoid saturation of the sources. On the first night, the observing procedure was different, since we produced $1'.5 \times 1'.5$ mosaics centred on the brightest stars close to the cluster centre. In these images, the exposure time was such that no star was saturated; the 5σ detection limit in these images is about $H = 15.5$. For all but two H98 members (IfA 134 and 163), this leads to a detection limit of at least ≈ 3 mag for separations larger than $0''.5$.

UKIRT photometric standards were observed every night for the flux calibration. Data reduction was performed with IRAF packages. Astrometry and relative photometry of binaries were obtained by PSF fitting and then combined with large-aperture photometry to get the absolute photometry of each component. In two cases (IfA 100, 102) deconvolution had to be applied to obtain the relative photometry; we used the Iterative Deconvolution Analysis in C (IDAC) routine (Jefferies & Christou 1993),

G. Duchêne, J. Bouvier & T. Simon: Low-mass binaries in the young cluster IC348

3

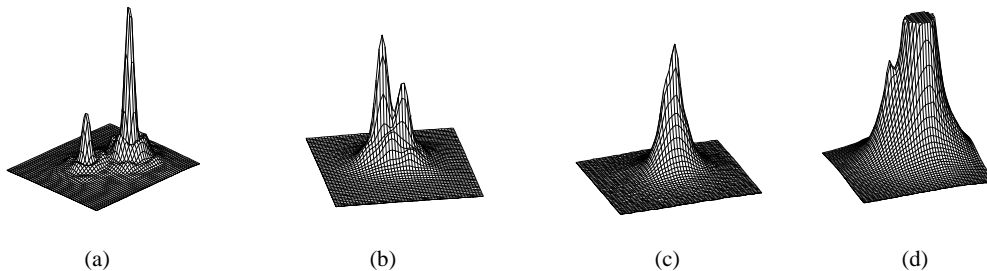


Fig. 1. Examples of images obtained in our survey. Each box is $1''.75 \times 1''.75$. (a): IfA 166 is a bright star ($R = 11.2$), allowing diffraction-limited images, with high Strehl ratios at K – (b): the fainter ($R = 15.8$) binary IfA 119 is still resolved at K with a separation of $0''.25$ – (c) IfA 192 is too faint ($R = 16.5$) to be resolved as a binary (separation of $0''.13$), but it is clearly elongated at J , H and K , and a deconvolution process was used to obtain the relative photometry – (d): IfA 184 illustrates the limit for the detection of close, faint companions (the image is in the J band).

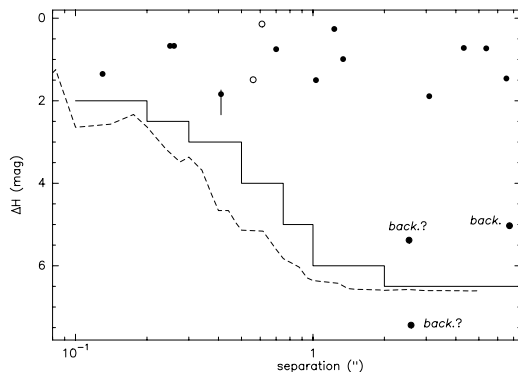


Fig. 2. The observed binaries in our sample, including the probable background stars (labelled "back.?). Open circles represent L98's members detected as binaries. The error bars are smaller than the symbol size, except for IfA 184 (see text). The dashed line is an estimate of the detection limit: it is the 3σ noise level in the averaged radial profile of a single star. The histogram is another estimate of this limit, obtained by artificially adding faint companions close to single stars.

and cross-checked with the Lucy algorithm. In the case of IfA 184, deconvolution was unsuccessful in the H band, and we consider here the results from PSF fitting, although we think that this method leads to an underestimate of the flux ratio in this specific case. Estimates of the uncertainties are 0.05 mag and 0.02 mag for absolute and relative photometry, $0''.005$ for the separation and $0^\circ.2$ for the position angle. The errors are slightly larger when deconvolution was applied; when the adaptive optics system was locked on a binary system (e.g., IfA 139–140),

the PSF was substantially deformed, leading to increased uncertainties on the centroid locations.

3. Binary fraction in IC 348

Our binary candidates are listed in Table 1, together with their astrometric and photometric measurements. To accept two stars as a binary candidate, we have set an upper limit for the separation of $8''$, corresponding to ~ 2500 AU. This limit should avoid confusion between real companions and background stars (see discussion below). A case-by-case study has been done, however, for each binary candidate. All the stars that appeared as singles are listed in Table 2. The astrometry for the binaries detected by H98 in the I band agrees with ours to within $0''.15$ and 2° , even for the closest pairs (IfA 136 and 211). We failed to detect the faint companion $1''.3$ away from IfA 159, because the latter is a faint star ($R = 18.7$, $H = 12.19$), which was observed in a mosaic on the first night, with a more limited dynamic range compared to that usually achieved on other stars. At the 5σ level, the companion is fainter than $J = 16.2$ and $H = 15.2\text{ mag}$ or, equivalently, the binary flux ratio is larger than 2.9 mag in both bands.

Fig. 2 shows the magnitude difference in the H band as a function of separation for detected binaries. The solid and dotted lines show the detection limit of our survey, estimated in two different ways: the solid histogram was established by adding faint stars around single targets and visually inspecting the images. Since it corresponds roughly to a 5σ peak detection, it lies 0.5 to 1 mag above the dotted line, which represents the 3σ noise level as measured on the PSFs of single stars in our images. At large distances from the primaries ($> 1''$), companions can be detected down to $\sim 6.5\text{ mag}$ fainter than the primaries. In some cases, even somewhat fainter stars can be detected. The fainter stars observed in the mosaics on the first night

Table 1. Astrometry and photometry for binary candidates in IC 348. Position angles are given East from North. Boldface entries in the first column are H98's members. The primary mass is from Herbig (priv. comm.), and takes into account individual ages; the mass-ratio is estimated from ΔH and the mass-luminosity relation $M_H = -3.25 \log(M/M_\odot) + 2.19$ for $M < 1M_\odot$, Baraffe et al. (1998). Both methods are somewhat uncertain but are independent. *TJ 81*=BD+31°643 does not have an IfA number, but is designed by its Trullols & Jordi (1997) identification.

IfA	J_{tot}	H_{tot}	K_{tot}	ΔJ	ΔH	ΔK	ρ''	P.A. (°)	$M_A(M_\odot)$	M_B/M_A
Probable member binaries										
48–49		12.41			0.99		1.343	112.4	0.2	0.50
85–82		11.70			1.89		3.086	289.2	0.4	0.26
102¹	12.29	11.25	11.10	0.69±0.05	0.67±0.05	0.62±0.05	0.26±0.01	357.0±0.5	0.4	0.62
119	12.16	11.30	11.00	0.63	0.67	0.65	0.249	254.0	0.3	0.62
136²	13.43	12.63	12.33	0.74±0.04	0.75±0.04	0.71±0.04	0.70±0.03	214±1	0.2	0.59
139–140¹²		9.17			0.26±0.04		1.23±0.03	86±1	1.4	0.83
144–143	9.99	9.21		1.01	0.73		5.371	338.3	1.4	0.60
157–158	10.32	9.52	9.01	0.95	0.72	0.46	4.321	101.0	0.5	0.60
166[†]	9.09	8.33	8.11	2.04	1.49	1.24	0.559	151.3		0.35
184³	9.95	9.07	8.70	2.55	1.84 ^{+0.50} _{-0.10}	2.08	0.409	349.7	0.4	0.27
192¹		12.97	12.41		1.35±0.05	0.87±0.05	0.13±0.01	186.6±0.5	0.2	0.38
211	12.23	10.84	10.46	1.52	1.48	1.40	1.028	155.6	0.7	0.35
261–104		8.63			1.46		6.529	312.6	1.9	0.36
<i>TJ 81¹²</i>	6.76	6.53	6.51	0.20±0.04	0.14±0.04	0.14±0.04	0.61±0.03	16±1		0.91
Probable background companions and non-member primaries										
20–21		9.63			1.88		2.129	112.4		
100 ¹	14.63	13.71	13.49	–	–	0.62±0.05	0.13±0.01	100.7±0.5		
124 ⁴		10.92			5.38±0.07		2.536	103.2		
137 ⁴	10.63	9.86		5.86±0.09	5.03±0.08		6.734	314.5		
LkHα86⁴		11.03			7.44±0.09		2.588	339.2		

¹ deconvolved images – ² AO locked on a binary system – ³ poor PSF fitting in H – ⁴ background companion – [†] stars identified as members by L98.

Table 2. Stars that are unresolved in our survey; boldface entries are for H98's members.

IfA numbers of single stars																
14	41	43	57	61	67	70	78	80	83	89	93	94	103	106	107	114
116	118	121	126 [†]	127 [†]	128 [†]	131	134	142	145	146	147	148	152	154	155	156 [†]
159	160	163	165	167	169	170	171	173	178	179	181	182	183	185	186 [†]	187
190	191 [†]	193	197	205	206	210	220 [†]	252	253	254	255	LkHα96	LkHα97			

[†] stars identified as members by L98.

were observed with smaller signal-to-noise ratios. The detection limit at large separations is thus poorer for these stars than in Fig. 2; close to the primaries, however, the detection limit remains roughly unchanged, since the limitation comes primarily from photon noise.

Despite a large dynamic range in our images, we found only 3 secondaries with $\Delta H > 2.5$, with in fact $\Delta H > 5$. The location of the widest of these companions (marked "back." in Fig. 2) in a J –($J - H$) diagram indicates that it is a background star, lying well away from all known cluster members. The two other very faint companions (marked "back.?") are also likely background stars, although we lack multicolour photometry to prove it. For the binary IfA 139–IfA 140, we only have H photometry available; we believe it is a physical binary, however, because of its close separation. The membership of IfA 140 could not be determined by H98 since no I band pho-

tometry was obtained for this star; L98 classify it as a member. Similarly, IfA 82 lacks V measurement in H98's study, so that its membership is not decided. We consider, however, the pair IfA 85–IfA 82 as a physical binary, because of the late spectral type of IfA 82 (M4, H98). For all other systems, the location of the companions in a H –($H - K$) diagram suggests membership and thus physical association with the primary.

Close to the primaries, it is difficult to detect very faint companions, because of the wings of the PSF: below 0".2, only binaries with flux ratios $\Delta H < 2$ can be resolved. To calculate the actual binary fraction in IC 348, we need to estimate the number of fainter, undetected secondaries at these separations. The method we use, fully described in Bouvier et al. (1997) for their survey of the Pleiades, consists in estimating the detection limit in several separation bins (chosen such that it is roughly constant within

G. Duchêne, J. Bouvier & T. Simon: Low-mass binaries in the young cluster IC348

5

Table 3. Completeness correction for this survey. “fraction missed” is the ratio of the number of undetected companions to the total number of companions. The last column summarizes the overall figures. Only H98 members are considered here.

sep. range (")	0.1–0.2	0.2–0.3	0.3–0.5	0.5–0.75	0.75–1.0	1.0–2.0	2.0–8.0	0.1–8.0
orbital period (log(d))	5.0–5.4	5.4–5.7	5.7–6.0	6.0–6.3	6.3–6.5	6.5–6.9	6.9–7.8	5.0–7.8
ΔH_{lim} (mag)	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0	6.0	6.5	
q_{min}	0.24	0.17	0.12	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	
fraction missed	22%	9%	3%	–	–	–	–	4%
detected companions	1	2	1	1	0	3	4	12
corrected companions	1.3	2.2	1.0	1	0	3	4	12.5
<hr/>								
IC 348 binary fraction (%)	6.8±3.4			6.1±3.0			6.1±3.0	18.9±5.3
G-dwarf fraction (%)	10.6±1.2			7.4±0.8			5.2±0.6	23.1±2.6

each bin); this flux ratio limit is then converted into a limiting mass ratio using the mass-luminosity relationship for 2 Myr-old stars from Baraffe et al. (1998). Finally, it is assumed that the mass ratio distribution observed by DM91 in the solar neighbourhood for G-dwarf binaries applies to IC 348 binaries. Then, the limiting mass ratio can be transformed into a fraction of missed companions. Because of the young age of the cluster: a mass ratio of $q = 0.1$, which is the limit of the DM91 survey, corresponds to $\Delta H \sim 3$ mag at 2 Myr. It can be seen, from Fig. 2, that we reached this flux ratio over almost the entire range of separation considered. For the innermost 0".3, where the limiting flux ratio of our observations is slightly smaller, companions close to the $q = 0.1$ limit remain undetected. Therefore, the overall correction is small, with only about 4% of the companions missed. We estimate the number of such companions per bin of separation in Table 3. The mass ratio distribution of M-dwarfs may be flatter than that of G-dwarfs (Fischer & Marcy 1992; Reid & Gizis 1997a), leading to a different estimation of the completeness correction. However, a flatter distribution implies that we have missed even less companions (the number of binaries with small q is smaller), so that our estimate of the number of missed companions can be considered as a conservative upper value.

In Table 3, we also estimate the MS binary fraction (“G-dwarf fraction”) in different separation ranges by integrating the binary distribution from DM91. This is the number of binaries as a function of the orbital period. For IC 348 binaries, we only have the angular separation between both components. Therefore, we need to convert these separations into orbital periods. We use the distance to the cluster and a statistical correction for the projection of the semi-major axis on the sky ($\log a = \log \rho + 0.1$, where a is the actual semi-major axis and ρ is the apparent separation, Reipurth & Zinnecker 1993). We also assume that the average total mass of a system is $1M_{\odot}$ (mean value for the observed binaries); a typical mass of $5M_{\odot}$ was assumed for BD+31°643. Small changes in the assumptions about the distance to the cluster, the projection correction, and the stellar masses do not change the results significantly, since the MS orbital period distribu-

tion is very broad: a small shift in the integration boundaries does not significantly modify the binary fraction in this range.

The overall binary fraction (number of companions per observed target) in IC 348 is 19 ± 5 % in the separation range 40–3200 AU; here, linear separations have been corrected to account for projection effects. It is not modified if L98’s members are included. From DM91, we evaluate that the MS G-dwarf binary fraction over the same range is 23 ± 3 %. M-dwarfs have a binary fraction of about 18% over the same separation range (Fischer & Marcy 1992), again very similar to IC 348. We checked that the presence of a few stars with early spectral type (earlier than K0) in our sample does not bias our results: the binary fraction in the subsample of stars with spectral type later than K0 is 17 ± 7 %, indistinguishable of that of the whole sample.

The orbital period distribution of IC 348 binaries is shown in Fig. 3. The comparison with the MS for each bin of the histogram is also given in Table 3. Both the plot in Fig. 3 and the similar values for the binary fraction in the three separation ranges in Table 3 demonstrate that the observed distribution is rather flat and, within the errors, not different from the MS distribution. It is again noticeable that the results are not strongly modified if we include or exclude higher mass stars or L98’s members. We will now only consider H98 members, for which masses and ages have been determined.

To evaluate the impact of possible background stars, we estimated the binary fraction over a smaller separation range, with an upper limit set at 2" (640 AU). In this case, the binary fraction for IC 348 and the MS are respectively 13 ± 5 % and 19 ± 2 %, i.e. similar values, possibly with a small deficiency in IC 348. This suggests that the number of false detections is small in the separation range we selected. On the other hand, in the range 8–16", we find 6 “companions”, that is a binary fraction of 9 ± 4 %, while the MS value is 1.8 ± 0.2 %. Furthermore, the only companion in this separation range for which we have two-colour photometry appears to be a background star. This supports our choice for the upper limit: larger values would imply a non-negligible background star contamination (unless the period distribution were different

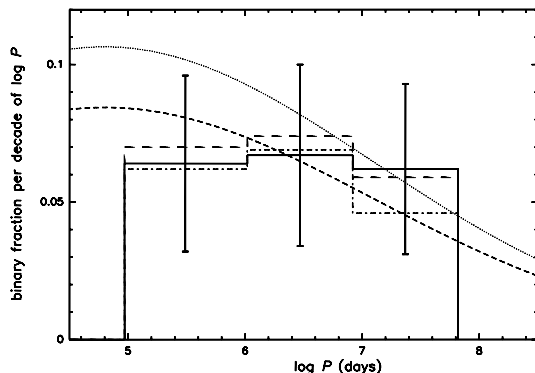


Fig. 3. Orbital period distribution in IC 348 (solid histogram), compared to the empirical distributions for G- (dotted curve, DM91) and M-type (dashed line, Fischer & Marcy 1992) MS stars. The long-dashed histogram includes L98's members, while the dotted-dashed histogram represent the subsample of stars with spectral type later than K0. For clarity, error bars are only drawn for one histogram.

from that in the MS, with a peak at much larger separations). Using the stellar density in the *H* off-field image from Lada & Lada (1995) without any correction for extinction (i.e., overestimating the number of background companions), we expect about 4 false detections, similar to our findings. On the other hand, one has to determine the occurrence of projection pairing of two members. The projected stellar density of the cluster can be crudely estimated from Lada & Lada (1995)'s survey. Once field star contamination is subtracted, they are left with an average density of 2.5×10^{-4} stars/'', implying a total of about 3 members chance projection in the range $0''.1$ – $8''$. The pair IfA 261–IfA 104 is a good candidate for such a projection effect, since two other members (IfA 106 and 107) lie within $15''$ away from IfA 261. We do not try to correct for this effect since we lack a local estimate of the stellar density around each binary candidate.

4. Binary properties in IC 348

Various properties of stars, especially of PMS objects, depend on the stellar environment. The presence of a companion in the vicinity of a star modifies this environment in a non-negligible way. Potentially, this can affect the physical properties of the stars in multiple systems. In Sect. 4.1 we first consider the fact that we have not found any triple or higher order multiple system. Then, the activity properties of binaries are compared to those of single stars (Sect. 4.2). Finally, our non-detection of very small mass ratios ($q < 0.25$) is discussed in Sect. 4.3, as well as the absence of candidate brown dwarfs.

4.1. High order multiple systems

In our survey, we have found 12 binaries, but no triple or quadruple systems. Does this mean that there is a deficiency of higher order multiple systems in IC 348?

In the solar neighbourhood, G-dwarfs host roughly 10 binaries for 1 triple system, and 4 triple systems for each quadruple system (DM91). Systems with more than two stars are thus quite rare. For Taurus PMS stars, Leinert et al. (1993) find a ratio of binaries to higher order multiples of about 8:1, showing that the number of triples and quadruples does not seem to evolve significantly from PMS to MS stages. If we assume that this ratio of 10 to 1 is also relevant for IC 348, then we would have expected to find one triple system, which is not statistically different from our findings, given the small numbers involved.

There may be a second reason why we failed to detect triple systems. These systems are usually hierarchical (in both MS and PMS populations), with a close system surrounded by the orbit of a third star lying further away. Usually, the ratio of the two semi-major axes in triple systems is at least ≈ 5 (Tokovinin 1997). Given the distance to IC 348, the peak of the orbital period distribution corresponds roughly to the smallest separation we can resolve (see Fig. 3), and most of the triple systems that have been detected in other SFRs have their orbits on both sides of this peak. Therefore, in IC 348, triples may just appear as wide binaries, with the close binary system remaining undetected.

The absence of any triple system from our sample most likely is not an indication for a different binary-to-triple ratio between IC 348 and the MS; it is probably due to the distance to the cluster and to statistical uncertainties.

4.2. Stellar activity in binary systems

Several indicators of T Tauri star activity have been identified so far. X-ray and Balmer line (e.g., $H\alpha$) emission are some of these indicators. We have searched in our sample for a possible impact of binarity upon this activity (see Table 4). Although the samples are rather small, it appears that binaries and single stars have roughly the same fraction of emitting stars.

It seems, from our survey, that the magnetic activity of PMS stars is not dependent on the presence of a companion. Binary surveys in X-ray selected samples had to face the bias induced in their target selection by the fact that both stars can be emitters. Various estimates of this bias were obtained by Brandner et al. (1996) and Köhler & Leinert (1998), but it appeared that it is not an important effect. This is confirmed by the absence of a significant difference in the binary fraction of *ROSAT*-detected and undetected stars in a single cluster (Leinert et al. 1993; Köhler & Leinert 1998). Similarly, in IC 348, the X-ray source sample does not show a higher binary frequency than the whole sample.

Table 4. Comparison of the overall and binary samples regarding their X-ray and H α emission. A binary is considered as emitting if at least one of its components shows emission.

		observed	binaries
<i>ROSAT</i>	sources	30	6
	undetected	36	6
H α	emission	31	6
	unknown or abs.	35	6

Because H α emission is likely linked to the accretion phenomenon on T Tauri stars (e.g., Edwards et al. 1994), it also appears that binary members in IC 348 are surrounded by accretion disks in the same proportion as single stars, i.e., that binaries do not disrupt disks more rapidly than singles. Indeed, if two stars are separated by a few tens of AU, inner disks can remain unaffected around these stars. This is enough to support accretion onto the stars and to emit Balmer lines. Similarly, Prato & Simon (1997) showed that the near-infrared emission of accretion disks is the same in multiple systems and in single T Tauri stars in the Taurus-Auriga SFR, provided the companions are separated by 40 AU or more.

4.3. Binary mass ratios and very low-mass companions

An estimate of the mass ratio for each binary candidate is given in Table 1; it has been obtained from the *H* band relative photometry, using the 2 Myr mass-luminosity relationship from Baraffe et al. (1998), which can be approximated by $M_H = -3.25 \log M + 2.19$ for low-mass stars ($M \leq 1 M_\odot$), and assuming that both stars are coeval and equally extincted. Because of the time dependency of the mass-luminosity relationship, these estimates are somewhat uncertain. We used the median age determined by H98 as a typical value for the whole cluster. Also, the extinction along the line of sight of the primary and the secondary are unknown and might be different (this effect should be rather small at $1.65 \mu\text{m}$, however), and infrared excesses can represent a significant part of the flux at this wavelength. In two cases (IfA 144 and 157), the mass ratio estimated from ΔJ is significantly smaller than from ΔH , indicating that at least one component shows a significant excess (IfA 143 and 158 secondaries actually show larger $J - H$ excesses than their primaries by about 0.2 mag); in the other cases, both values are similar. Also, the *H* band relative photometry for IfA 184 is somewhat uncertain. However, we assume that these mass ratios are not systematically biased towards low or high values.

We did not find any companion fainter than $\Delta H \approx 2$ mag, although it would have been easily detected, provided that the separation of the system is larger than $0''.2$ (see Fig. 2). This flux ratio corresponds to a mass ratio of $q = 0.25$ at 2 Myr. For an average primary mass of $0.5 M_\odot$, this could point to the absence of very low-mass stars and brown dwarfs as secondaries. Alternatively, a statistical

fluctuation cannot be excluded given the small number of detected binaries.

In order to test the significance of this result, we performed Monte-Carlo simulations to compare the observed mass ratio distribution in IC 348 with that obtained assuming that each companion has a mass (lower than its primary) taken at random from a given initial mass function (IMF). Each simulated histogram is the average of 1000 simulations, so that statistical uncertainties can be neglected; the exclusion of binaries with $q < 0.1$ does not modify the histograms by more than a few hundredths in each bin. First, we used the Kroupa et al. (1993) IMF, with $\alpha_1 = 1.3$ and stellar masses in the range $0.08 - 1 M_\odot$. The number of predicted binaries in the range $q = 0 - 0.25$ is about one. We also used the Reid & Gizis (1997a) IMF within the 5.2 pc solar neighbourhood, with and without brown dwarfs (i.e., with a minimum mass of 0.05 and $0.075 M_\odot$ respectively). In the first case, the mass function was chosen flat in the brown dwarf domain ($\psi(M) \propto M^0$), following Reid & Gizis (1997b); we checked that the slope of the mass function does not modify significantly the results. Without brown dwarf companions, we again predict about one companion in the first bin of Fig. 4, while this number is increased to almost three if we include substellar objects. In all three cases, the number of detected companions in the range $q = 0.5 - 0.75$ is about twice as large as that predicted by our simulations. In Fig. 4, only binaries with $M_A \leq 1 M_\odot$ are plotted, because Reid & Gizis's IMF is only defined below $1 M_\odot$. It should be noted that the random pairing assumption together with the latter IMF leads to a mass-ratio distribution significantly different than that observed by Reid & Gizis (1997b).

Despite of the small size of our small binary sample, the observations indicate that binaries in IC 348 are not preferentially equal mass systems, since no binary appears in the bin $q = 0.75 - 1$. According to DM91, the mass ratio distribution for solar-type field stars peaks near $q = 0.2 - 0.3$. On the other hand, in their studies of low-mass stars in the solar neighbourhood and the Hyades cluster, Reid & Gizis (1997a, 1997b) concluded that M-dwarf binaries have a mass ratio distribution peaking at $q \approx 1$, which contrasts with our findings for IC 348. It is unlikely that our observations have missed some equal mass systems; unless infrared excesses introduce a systematic bias against equal flux binaries, this deficit is real.

The absence of small mass ratios ($q < 0.25$) in our observations is only marginally significant, given the sample size. It is however more consistent with the models without brown dwarf companions. Reid & Gizis (1997b) concluded from their Hyades study that the mass function is flattening, maybe even decreasing, in the substellar domain. However even a flat mass function probably predicts too much companions with $q < 0.25$ in IC 348. It rather seems that *no* brown dwarfs are companions of low-mass stars. This absence of brown dwarfs is also found in Table 1, where all companions have stellar

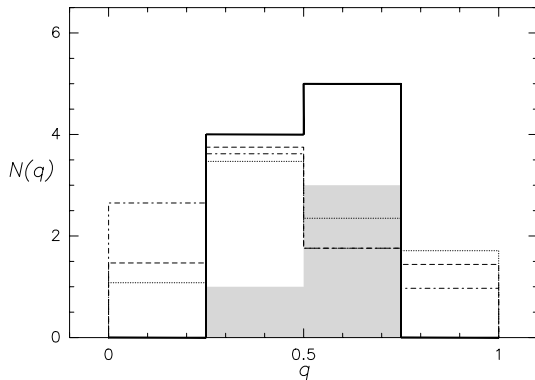


Fig. 4. Mass ratio distribution for binaries in IC 348 with $M_A \leq 1M_\odot$ (*thick histogram*) compared to distributions simulated by taking at random the masses of the companions from some IMFs. *dotted*: Kroupa et al. (1993) with $\alpha_1 = 1.3$; *dashed*: Reid & Gizis (1997a) in their 5.2 pc sample, without brown dwarfs; *dotted-dashed*: Reid & Gizis (1997a) with brown dwarfs down to $0.05 M_\odot$ and with a flat mass distribution in the sub-stellar domain. The latter model predicts a high number of binaries in the first bin, contrasting with the observations; it is very similar to the observed mass ratio distribution in the MS (DM91). The shaded histogram represents the subsample of low-mass stars ($M < 0.3M_\odot$) in IC 348.

masses, with the possible exception of the companion of IfA 192 ($M_B \approx 0.075M_\odot$). We caution again that these estimates are somewhat uncertain, due to age effects, infrared excesses and, in some cases, unknown extinctions; spectra of the candidates should be obtained to determine their stellar/substellar status (IfA 49, 82, and 184B have masses below $0.15 M_\odot$ from our results).

If this absence of brown dwarfs is not due to statistical fluctuations or to systematic errors in the estimate of the mass ratio, this suggests that brown dwarfs cannot form in IC 348 at separations larger than ≈ 50 AU from stars. The results of Reid & Gizis (1997b) indicate that this limit is smaller than 5 AU in the Hyades. This apparent lack of very low-mass companions may result from dynamical biasing during the early evolution of small subclusters: N -body simulations of Sterzik & Durisen (1998) show that, in most cases ($\sim 90\%$), the dynamical evolution of small- N systems result in the association of the two more massive stars in a binary system and to the ejection of the lower mass components. However, in the solar neighbourhood, very low-mass secondaries ($M < 0.1M_\odot$) can be found, at separations varying from 4 to 1800 AU (Reid & Gizis 1997a).

5. Environmental conditions and binary formation

In order to investigate evolutionary effects, we first compare the binary fraction we have determined in Sect. 3 with that of other SFRs (Sect. 5.1). The possible temporal evolution of the binary fraction is discussed in Sect. 5.2, before we argue that environmental conditions and binary frequency may be tightly linked.

5.1. Comparison of binarity in IC 348 with other SFRs

Given that the stars in IC 348 have a median age of 2 Myr, we can compare them directly with other SFRs like the Taurus-Auriga complex and the Orion Trapezium cluster, without introducing an evolutionary bias in terms of age. The binary excess observed in Taurus, Chamæleon and Ophiuchus is of the order of a factor of 1.6 (Duchêne 1998). A similar excess, if existing in IC 348, would yield a binary fraction of $37 \pm 5\%$ in our surveyed separation range. This is different from our observed binary fraction at a 2.5σ level, and can be excluded with a high confidence level ($>98\%$). This means that the Taurus-Auriga SFR and IC 348 most likely harbor different binary fractions. From this we conclude that not all SFRs have a unique binary fraction, several of them exhibiting excesses (Taurus, Ophiuchus, Chamæleon) and others showing binary fractions similar to that of the MS (the Trapezium cluster, IC 348, as well as other clusters in Orion: NGC 2024, 2068 and 2071, Ghez et al. 1997). Consequently, we are led to the conjecture that the age, which is the same on average for the above-mentioned SFRs, is not the only parameter governing the binary fraction in a young cluster or a T-association.

The stars we observed in IC 348 represent a rather large age spread, from a few 10^5 to about 10^7 years. This allows a comparison of the binary fraction with stellar age, which is shown in Table 5. We selected all stars in our samples with known age, which excludes the stars only detected in the $H\alpha$ survey, as well as two other members which lack I photometry in H98's study (IfA 83 and 89). It appears that all three subsamples have similar binary fractions, although we are limited by the small sample sizes; a rank order test does not indicate any difference between the single and binary stars age distributions. This indicates that the binary fraction does not evolve significantly with time, at least on a timescale of a few Myrs. We also verified that the binaries in the three subsamples defined in Table 5 are roughly equally represented at all separations. This means that we do not see any indication for an evolution of the binary separations over the timescale of the age range covered by these stars.

As an alternative to an evolutionary process, it has been proposed that the binary excess observed in various SFRs was the result of an observational bias: since the mass-luminosity relationship is shallower for younger

Table 5. Evolution of the binary fraction with primary age, as estimated by H98. There are a few stars in our sample with no age estimate (IfA 83 and 89, and the H α stars).

	$t < 10^6$	$10^6 < t < 10^{6.5}$	$t > 10^{6.5}$
observed	20	22	16
binaries	5	3	4

stars, it is easier to detect companions around PMS stars than in the MS population (Zinnecker, priv. com.). The fact that we know several SFRs, now including IC 348, with no binary excess indicates that this bias is not responsible for the observed overabundance of PMS binaries in some regions.

The binary fraction that seems to differ between SFRs relates to binaries which cover only a limited separation range. If the separation distribution was different from one SFR to another, the overall binary fractions could still be the same for all of them: an excess observed in a given separation range could be balanced by a deficiency of binaries with shorter or longer periods. There is currently no such evidence, except perhaps for the study of the *ROSAT* population in Upper Scorpius by Brandner & Köhler (1998). Several arguments indicate that the orbital period distribution does not vary significantly between PMS and MS binaries: the number of spectroscopic binaries in Taurus is at least as large as that of the MS (Mathieu 1994), lunar occultation surveys in this SFR have shown that the binary excess was present down to ~ 1 AU (Richichi et al. 1994; Simon et al. 1995, and Pleiades binaries have a similar period distribution as dwarfs (Mermillod et al. 1992; Bouvier et al. 1997).

5.2. Binary fraction and environmental conditions

Considering IC 348, the Trapezium (Prosser et al. 1994; Petre et al. 1998) and Pleiades (Bouvier et al. 1997) clusters, and the solar neighbourhood stars (DM91), we have four samples with no binary excess at different evolutionary stages (PMS, ZAMS and MS). We thus conclude that the binary fraction does not evolve with time between these stages. Any evolution of the binary frequency would have to occur within the first Myr after the formation process. Furthermore, the differing binary fractions between the various SFRs of the same age have to be explained, and a global time effect cannot be responsible for this. One common property of all the clusters without binary excess is that they are all rather dense: IC 348 has about $500 \text{ stars pc}^{-3}$, and the Trapezium is about 10 times denser. The older Pleiades cluster, which is still dense nowadays, was probably even denser when younger, perhaps similar to the Trapezium. On the other hand, the SFRs with high binary fractions (Taurus, Ophiuchus, Chamæleon) are rather loose, with no more than a few stars pc^{-3} in the Taurus aggregates. This seems to indicate that a link exists between the binary fraction and the cluster density.

Several physical processes could be the reason behind such a link. The impact of the average cluster density on the binary fraction could be direct; for instance, in dense clusters, the number of gravitational encounters is high and the binaries could be massively disrupted in such clusters over short timescales. From N -body simulations, Kroupa (1995a, 1995b) has shown that in clusters as dense as the Trapezium cluster the binary fraction could decrease from 100% to about 50% in less than 1 Myr. Then, a model where all SFRs form with a high binary fraction (i.e., close to 100%), and where gravitational interactions between multiple systems are responsible for the decrease of the number of binaries, would be in qualitative agreement with the observational results: in all dense clusters, the binary fraction would have already decreased down to the MS level even for the youngest clusters in which binary fractions have been measured so far, while it would have remained high in loose PMS associations.

Alternatively, it is possible that the density is not the main parameter governing the binary fraction, but that another physical parameter, during or even before the star formation process, drives the subsequent evolution of the cluster, including its stellar density and binary fraction simultaneously. Durisen & Sterzik (1994) have shown that the current models of fragmentation and disk instability may imply higher binary fractions when the initial cloud temperature is lower. In general, cold giant molecular clouds may not be very efficient in forming stars, if the output of their fragmentation is small aggregates, with low densities (like Taurus). Regions creating high-mass stars, on the other hand, have rather high cloud temperatures; they usually form dense clusters, such as the Trapezium cluster. The link we find between binary frequency and cluster density could then be an intrinsic output of the fragmentation process. Other characteristics of the cloud before star formation occurs could as well be responsible for the observed link between density and binary fraction. For instance, the nature of the pre-collapse equilibrium in the parent cloud may influence the mass, size and angular momentum of the fragmented cores, leading to differing binary fraction and cluster density.

Environmental conditions at the time of star formation thus could have an impact on the resulting binary population (i.e., the total number of multiple systems). At the present time, it is not possible to distinguish between a very rapid temporal evolution of the binary fraction, during the first Myr, or an intrinsic dependence of the binary fraction on these conditions. Observations of even younger populations in embedded clusters, as well as determination of accurate orbital period and mass ratio distributions are needed to go further into the history of binary formation and evolution.

6. Conclusions

From a high-angular resolution study of IC 348 low-mass members we find that the binary frequency in this very young cluster (~ 2 Myr) is similar to that of the Pleiades (~ 100 Myr) and of low-mass field dwarfs (~ 1 Gyr). We therefore conclude that the binary frequency does not significantly evolve over time on a timescale of several 100 Myr. Instead, it appears that the binary frequency among low-mass stars is already established at very young ages, i.e., within ~ 1 Myr after the formation process.

In particular, a long-term evolutionary effect cannot be responsible for the differing binary fractions found in different SFRs: on the one hand, Taurus and Ophiuchus exhibit binary excesses, on the other, the Trapezium and IC 348 clusters don't. Yet, all these regions have similar ages of ~ 1 – 2 Myr. Furthermore, in the IC 348 sample, we do not find evidence for an evolution of the binary fraction or the orbital period distribution within the age spread of the cluster of about 10 Myr. A time evolution of the binary frequency, if any, is thus constrained to occur within the first 1 Myr of stellar evolution. After this time, intrinsic differences exist between SFRs regarding their binary content.

In spite of the large dynamic range of our images, no brown dwarf companion is found in IC 348 binaries (to the possible exception of IFA 192B). The mass ratio distribution we find is consistent with the absence of brown dwarf companions to low-mass members of this cluster; a similar conclusion was drawn for the Hyades cluster. Also, the mass-ratio distribution is not peaked towards $q = 1$, in possible contradiction with what has been proposed for the solar neighbourhood M-dwarfs population. Further studies with larger telescopes will allow a better determination of this distribution.

Comparing the results obtained on IC 348 to similar studies in other clusters, it appears that the binary fraction may be inversely correlated with the average cluster density, with dense clusters showing low binary fractions (similar to field dwarfs), as opposed to the loose T-associations like the Taurus-Auriga and Chamæleon complexes where the binary fraction is larger. On the basis of this qualitative trend, at least two scenarios may explain the observed differences in binary fractions: either the formation mechanism always leads to an initially high binary fraction (of the order of 100%) and frequent gravitational encounters in dense clusters disrupt binaries on a timescale of 1 Myr or less, or specific initial conditions in the parent molecular cloud, such as the gas temperature, metallicity, angular momentum, etc., lead to different output of the star formation process and govern simultaneously the binary frequency and the cluster density. High resolution studies of embedded clusters even younger than those investigated so far are still needed to settle these issues.

Acknowledgements. Numerous comments by J. Eislöffel have significantly improved this paper. We also thank G. Herbig for reading an early version of this work and for providing us with his members list prior to publication and mass estimates, as well as I. Baraffe for making her evolutionary models available. Observing support from CFHT is also gratefully acknowledged, especially J.-L. Beuzit, M.-C. Hainaut and D. Woodworth.

References

- Baraffe I., Chabrier G., Allard F. & Hauschildt, P., 1998, A&A, 337, 403
- Bouvier J., Rigaut F. & Nadeau D., 1997, A&A, 323, 139
- Brandner W., Alcalá J., Kunkel M., Moneti A. & Zinnecker H., 1996, A&A, 307, 121
- Brandner W., Köhler R., 1998, ApJ, 499, L79
- Duchêne G., 1998, A&A, in press
- Duquennoy A. & Mayor M., 1991, A&A, 248, 485 (DM91)
- Durisen R. & Sterzik M., 1994, A&A, 286, 84
- Edwards S., Hartigan P., Ghandour L. & Andrulis C., 1994, AJ, 108, 1056
- Fischer D. & Marcy G., 1992, ApJ, 396, 178
- Ghez A., Neugebauer G. & Matthews K., 1993, AJ, 106, 2005
- Ghez A., McCarthy D., Patience J. & Beck T., 1997, ApJ, 481, 378
- Herbig G., 1998, ApJ, 497, 376 (H98)
- Jefferies S. & Christou J., 1993, ApJ, 415, 862
- Köhler R. & Leinert Ch., 1998, A&A, 331, 977
- Kroupa P., 1995a, MNRAS, 277, 1491
- Kroupa P., 1995b, MNRAS, 277, 1522
- Kroupa P., Tout C. & Gilmore G., 1993, MNRAS, 262, 545
- Lada E. & Lada C., 1995, AJ, 109, 1682
- Leinert Ch., Zinnecker H., Weitzel N., Christou J., Ridgway S., Jameson R., Haas M. & Lenzen R., 1993, A&A, 278, 129
- Luhman K., Rieke G., Lada C. & Lada E., 1998, ApJ, 508, 347 (L98)
- Mathieu R., 1994, ARA&A, 32, 465
- Mayor M., Duquennoy A., Halbwachs J.-L. & Mermilliod J.-C., 1992, In: McAllister & Hartkopf (eds.) Complementary approach to double and multiple stars research, ASP conf. series, vol. 32, 73
- Mermilliod J.-C., Rosvick J., Duquennoy A. & Mayor M., 1992, A&A, 265, 513
- Padgett D., Strom S. & Ghez A., 1997, ApJ, 477, 705
- Patience J., Ghez A., Reid I., Weinberger A. & Matthews K., 1998, AJ, 115, 1972
- Petr M., Coudé du Foresto V., Beckwith S., Richichi A. & McCaughrean M., 1998, ApJ, 500, 825
- Prato L. & Simon M., 1997, ApJ, 474, 455
- Preibisch T., Zinnecker H. & Herbig G., 1996, A&A, 310, 456
- Prosser C., Stauffer J., Hartmann L., Soderblom D., Jones B., Werner M. & McCaughrean M., 1994, ApJ, 421, 517
- Reid I. & Gizis J., 1997a, AJ, 113, 2246
- Reid I. & Gizis J., 1997b, AJ, 114, 1992
- Reipurth B. & Zinnecker H., 1993, A&A, 278, 81
- Richichi A., Leinert Ch., Jameson R. & Zinnecker H., 1994, A&A, 287, 145
- Scalo J., 1986, Fund. Cosm. Phys., 11, 1
- Simon M., Ghez A., Leinert Ch., Cassar L., Chen W., Howell R., Jameson R., Matthews K., Neugebauer G. & Richichi A., 1995, ApJ, 443, 625
- Sterzik M. & Durisen R., 1998, A&A, 339, 95
- Tokovinin A., 1997, A&AS, 124, 75
- Trullols E. & Jordi C., 1997, A&A, 324, 549

A&A manuscript no.

(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:

08(08.02.3;08.03.4;08.06.2;08.16.5;02.01.2)

**ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS**

Accretion in Taurus PMS binaries: a spectroscopic study [★]

G. Duchêne¹, J.-L. Monin^{1,2}, J. Bouvier¹, and F. Ménard^{1,3}

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Institut Universitaire de France

³ Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, PO Box 1597, Kamuela HI 96743, USA

Received 11 February 1999; accepted 22 September 1999

Abstract. We present low-resolution optical spectra of each component of 10 T Tauri (TT) binary systems with separations ranging from $0''.9$ to $3''.5$ and located in the Taurus star-forming region. We derive the spectral type and $H\alpha$ equivalent width of each component.

Complementing these results with those of Monin et al. (1998) yields a sample of 14 binaries and one triple system, with resolved spectroscopy and/or near-infrared photometry. We find that mixed binaries (CTTS+WTTS) are rare, representing only 15–20% of the systems in the separation range of $0''.8$ to $3''$. Supplementing these results with those of Hartigan et al. (1994) and Prato & Simon (1997), we show that the trend of binary TTS to be twins holds to separations up to $13''$. This is unlikely to be the result of random pairing, and confirms previous results that both stars in young binaries accrete over the same time span.

In binary systems where both stars are still accreting, our measurements show that the most massive star is usually the component with the largest accretion rate by up to a factor of 10, as determined from the $H\alpha$ luminosity.

Key words: binaries: general – circumstellar matter – stars : formation – stars : pre-main sequence – accretion, accretion disk

1. Introduction

During the past five years, many studies have addressed the issue of multiplicity in low mass star-forming regions. A majority of G-K main sequence (MS) dwarfs belong to multiple systems in the solar vicinity (Duquennoy & Mayor 1991), and several studies (Leinert et al. 1993, Reipurth & Zinnecker 1993,

Ghez et al. 1993, Simon et al 1995) have shown that this is also the case among pre-Main Sequence (PMS) stars. The binary fraction can vary with star formation region (SFR), and in the Taurus cloud, the binary excess over MS stars is of the order of 1.7, indicating that binarity is a fundamental feature of stellar formation, at least in this SFR (see Duchêne, 1999).

Amongst the various mechanisms proposed so far for binary star formation, fragmentation appears as the most likely to meet observational constraints (Boss 1993). Numerical codes have been successful in reproducing the formation of binary or multiple systems (Bonnell et al. 1992, Sigalotti & Klapp 1997ab, Boss 1997, Burkert et al. 1997). However, current binary formation codes do not offer enough resolution and time span to follow the formation and evolution of circumstellar accretion disks. Only larger structures, which are not necessarily in equilibrium, are predicted, providing only indirect information about these disks, and the fate of the available circumstellar matter remains unclear.

Various authors have studied tidal interaction of circumstellar disks in binary systems for coplanar disks (see a review by Lin & Papaloizou 1993), and demonstrated that Lindblad resonances create a gap in the binary environment, separating two circumstellar disks from a circumbinary one. Accretion from the outer disk onto the inner ones and, eventually, on both stars is prevented by gravitational resonances. However, Artymowicz & Lubow (1996) showed that, under some hypotheses on the disk properties, matter could flow through one or two points of the inner ring of the circumbinary disk toward the central system. If both stars have similar masses, both circumstellar disks are replenished, while, in the case of very unequal masses, the accretion funnel is mainly directed toward the secondary. On the other hand, Bonnell et al. (1992) used a SPH code to study cloud fragmentation processes and concluded that fragmentation of an elongated cloud rotating around an arbitrary axis leads to parallel but non-coplanar accretion disk like structures. They find that, in low mass ratio systems ($q \ll 1$), accretion of low angular momentum material is directed toward the centre of mass, which is close to the most massive star. Thus, in these systems, the primary appears more obscured and reddened than its less active companion.

Send offprint requests to: G. Duchêne, Gaspard.Duchene@obs.ujf-grenoble.fr

[★] Based on observations made with the Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, the Centre National de la Recherche Scientifique de France and the University of Hawaii

The different conclusions about the more actively accreting star are likely due to the different approaches used in these studies: while Artymowicz & Lubow (1996) start with a star+disk system to which they add a second star, Bonnell & Bastien (1992) model the formation of such a binary from the onset of the gravitational collapse. Also, the different initial conditions used in these two studies imply different angular momentum values for the accreting material (see Bate & Bonnell 1997).

The study of accretion activity on both components in PMS binary systems brings insight into the way the residual matter flows onto the central stars. This activity can be traced by spectroscopic measurements. However, up to now, such studies on PMS binaries in Taurus have been limited to wide systems (Hartigan et al. 1994, hereafter H94) due to the limited spatial resolution of the observations. Monin et al. (1998, hereafter paper I) have started a spectroscopic survey of wide young binaries in Taurus. In this paper, we extend this study to closer systems (down to $0''.9$), investigating the classification as classical (C) or weak-line (W) TTS of both stars in these binaries, along with a more detailed study of the spectroscopic signature of their accretion activity. We restrict ourself to the Tau-Aur association and we complement our results with those of H94 and Prato & Simon (1997, hereafter PS97) to extend this study to a wider range of systems.

In section 2, we present the observations and the data reduction process. The results and the classification of individual stars as C/W TTS are presented and discussed in section 3, and an evaluation of the random pairing hypothesis is presented in section 4. The accretion activity of each component within binaries is compared in section 5. A discussion and a summary are presented in section 6.

2. Observations

2.1. The sample

We have chosen our sample from the list of Mathieu (1994). In paper I, Monin et al. already presented some spectroscopic measurements on five objects in this list, with separations ranging between $2''.4$ and $5''.9$. In this paper we present complementary observations of closer binaries from the same list. This new sample (see Table 1) now includes all the binaries in this list with separations ranging between $0''.89$ and $3''.1$, to the exception of HBC 411 (CoKu Tau/3) and HBC 389 (Haro 6-10).

2.2. New spectroscopic observations

The observations were conducted on 1996 November 5 and 6, and December 1, at the Canada-France-Hawaii Telescope on Mauna Kea. We used the STIS2 2048×2048 detector with a $0''.16$ /pixel scale. Using SIS (Subarcsecond Imaging Spectrograph) providing tip-tilt correction, we obtained an angular resolution of about $0''.6$ to $0''.8$. Differential *VRI* imaging photometry was also performed during the first two nights for some

Table 1. Complete list of spectroscopically observed binaries (paper I and this paper). Listed are the Herbig & Bell (1988) catalogue numbers (hereafter: HBC) of the primary and secondary when available, the binary separation and the previous classification of the whole system as CTTS or WTTS (from HBC unless explicitly quoted).

HBC	object	ρ ($''$)	TTS
356–357	NTTS 040012+2545 S–N [†]	1.33 ^a	W
358	NTTS 040047+2603 W	1.6	W
379	LkCa 7 [†]	1.1	W
	J 4872 [†]	3.5	W ^b
43–42	UX Tau AB*	5.9	WW
43	UX Tau AC*	2.7	W
44	FX Tau [†]	0.9	C
45	DK Tau*	2.8	C
48	HK Tau*	2.4	C
	GG Tau/c [†]	1.4	–
57	GK Tau [†]	2.5	C
60	HN Tau*	3.1	C
	IT Tau [†]	2.4	C ^b
73–424	Haro 6-37*	2.7	CC
76	UY Aur	0.9	C
80	RW Aur [†]	1.5	C

[†] resolved *VRI* imaging photometry was obtained for these objects

* paper I

^a this work

^b Hartmann et al. (1991)

targets. For each system, the primary has been defined as the brightest star in the *V* band.

Long-slit spectra were obtained using a $1''$ slit and a grism. The usefull range of the spectra is 4000 to 7800 Å, yielding a 1.8 Å/pixel scale. However, the actual resulting spectral resolution is 9.6 Å , except for HBC 356–357 where it is 12.5 Å . Spectra of calibration lamps and of a spectrophotometric standard (Feige 110) were obtained every night. All spectra have been wavelength calibrated, cosmic-ray cleaned, flat fielded, sky emission subtracted and flux calibrated. All data reduction steps were performed with standard IRAF[†] routines. The two stellar spectra of each binary were deblended and extracted using a task fitting two gaussians with the same FWHM profile. This reduction procedure is accurate as long as the separation remains larger than the seeing, which was the case for all our sources except FX Tau and UY Aur, the closest systems of our sample (see section 3.1 for details).

Our estimates of the spectral types are based on the strength of TiO bands for M stars, and on relative strengths of Ca I $\lambda\lambda 6122, 62$, Na I $\lambda 5893$, CaH $\lambda\lambda 6350, 80$ and CaH $\lambda\lambda 6750$ – 7050 for K stars. We used the standard grids from Allen & Strom (1995) and Kirkpatrick et al. (1991), and we also observed a series of spectral type standards during the same nights as the binary targets. From these standard stars measurements,

[†] IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract to the National Science Foundation

we find that our estimates are accurate to within one subclass for the whole sample. However, we are unable to determine spectral types later than M5, because most of the spectral features we use do not change anymore with effective temperature for such late type stars. Spectra at longer wavelengths are needed for the classification of the reddest objects.

Uncertainties on emission line equivalent widths (hereafter EWs) were estimated by using the maximum and minimum acceptable continuum values next to the lines. They are typically smaller than 5%, except for the weakest lines, where they are of the order of 0.1–0.2 Å. In the blue part of the spectrum, for the faintest stars, uncertainties can reach 10–15%.

We evaluated differential photometry for 8 of our sources in the *VRI* bands. Uncertainties are usually smaller than 0.02 mag and never exceed 0.03 mag.

3. Results

The spectra are shown in Figure 1 and the corresponding results are summarized in Table 2, with the relative photometry given as $\Delta M = M_B - M_A$. For some objects, we could also detect H γ , H δ , [O I] λ 6363 and the [S II] λ λ 6716,31 doublet in emission (see Appendix A:).

3.1. Comments on individual binaries

The spectral type of GK Tau B could not be determined due to a poor signal-to-noise ratio but its spectrum does not show strong TiO absorption bands. The spectral type of RW Aur A is undetermined from our spectra because the star is heavily veiled by a hot continuum and does not show any photospheric feature; higher resolution spectra are needed to assess its spectral type, see Basri & Batalha (1990) or Chen et al. (1995).

UY Aur is one of the closest binary in our sample, leading to a possible contamination of the spectrum of the secondary by that of the primary. We have checked this point by performing careful cuts through the UY Aur spectrum perpendicular to the dispersion axis. These cuts show a systematic asymmetry, which position does not change with wavelength and is not observed on the primary of any other system, even if it is observed with the same position of the slit. Furthermore, the separation we infer from the spectra ($0''.90 \pm 0''.05$) is fully consistent with the result of near-infrared imaging (Close et al. 1998) and the resulting spectrum of the secondary displays different spectral features than the primary.

In the case of FX Tau, the raw spectrum clearly shows two separated peaks, but they are very close (the seeing was about $0''.8$ FWHM). The double gaussian fitting procedure was unsuccessful, and we had to apply a line by line deconvolution process. The seeing is slightly better at longer wavelength and we could retrieve both components in this part of the spectra only. They show significantly different features, so we believe that we have resolved the system. This is enough to measure the H α emission and to estimate the spectral type, though with a larger uncertainty (2 subclasses).

Optical spectra of the GG Tau/c binary were obtained by White et al. (1999), who found spectral types M5 and M7 for the primary and secondary, respectively. This is in agreement with our findings for both components, although we could not determine accurately the spectral type of the secondary.

We have also determined an accurate estimate of the separation of HBC 356–357: $1''.33 \pm 0''.05$. Walter et al. (1988) reported a somewhat larger separation ($2''$). However, these authors did not publish the uncertainty on their result, and we believe that this discrepancy is unlikely to be due to orbital motion.

In order to study the relative accretion activity of the individual components of the binaries of our sample, we first determined which stars actually accrete, i.e. the respective classification of the observed stars as CTTS or WTTS. In the following, we use every available piece of information to establish this classification.

3.2. TTS classification criteria

The first large scale surveys for TTS were objective prism surveys and the “historical” criterion to detect a CTTS used the H α EW by checking whether it was larger than 10 Å or not (e.g. Strom et al. 1989). The stars identified as TTS from their photometry, but with smaller H α EWs were classified as WTTS, i.e. non-active PMS stars. However, this threshold is not a sharp edge, and a more physically meaningful diagnosis would be the H α flux (Cohen & Kuhi, 1979). Moreover, Martín (1998) discussed the possibility that the H α EW threshold varies with spectral type, later spectral types stars having a higher threshold. He proposed a 5 Å EW limit for K stars and 10 Å for early M stars. We adopt this criterion in our classification.

We have also checked this classification against other criteria such as [O I] λ 6300 emission line and $K - L$ infrared excess. Edwards et al. (1993) have found that all stars with detectable [O I] emission or $K - L$ excess (> 0.4) systematically have H α EWs larger than 10 Å.

However, in order to compare our newly classified TTS with previously known field TTS, the use of different criteria may lead to confusion and unexpected biases. This point will be carefully examined below (see section 4.2), but we stress that only one star out of the 31 listed in Table 2 has a discrepant classification when using different criteria (see also section 4.2.1).

3.3. Classification of individual stars

NTTS 040012+2545, 040047+2603, LkCa 7 and J 4872: no component in any of these systems shows evidence of accretion activity, as they all exhibit only low H α emission and no other emission line, to the exception of HBC 358. These four systems are thus considered as WW binaries.

GK Tau, IT Tau, UY Aur, and RW Aur: all of these systems contain stars with moderate to strong H α and H β emission and,

4

G. Duchêne et al.: Accretion in Taurus PMS binaries

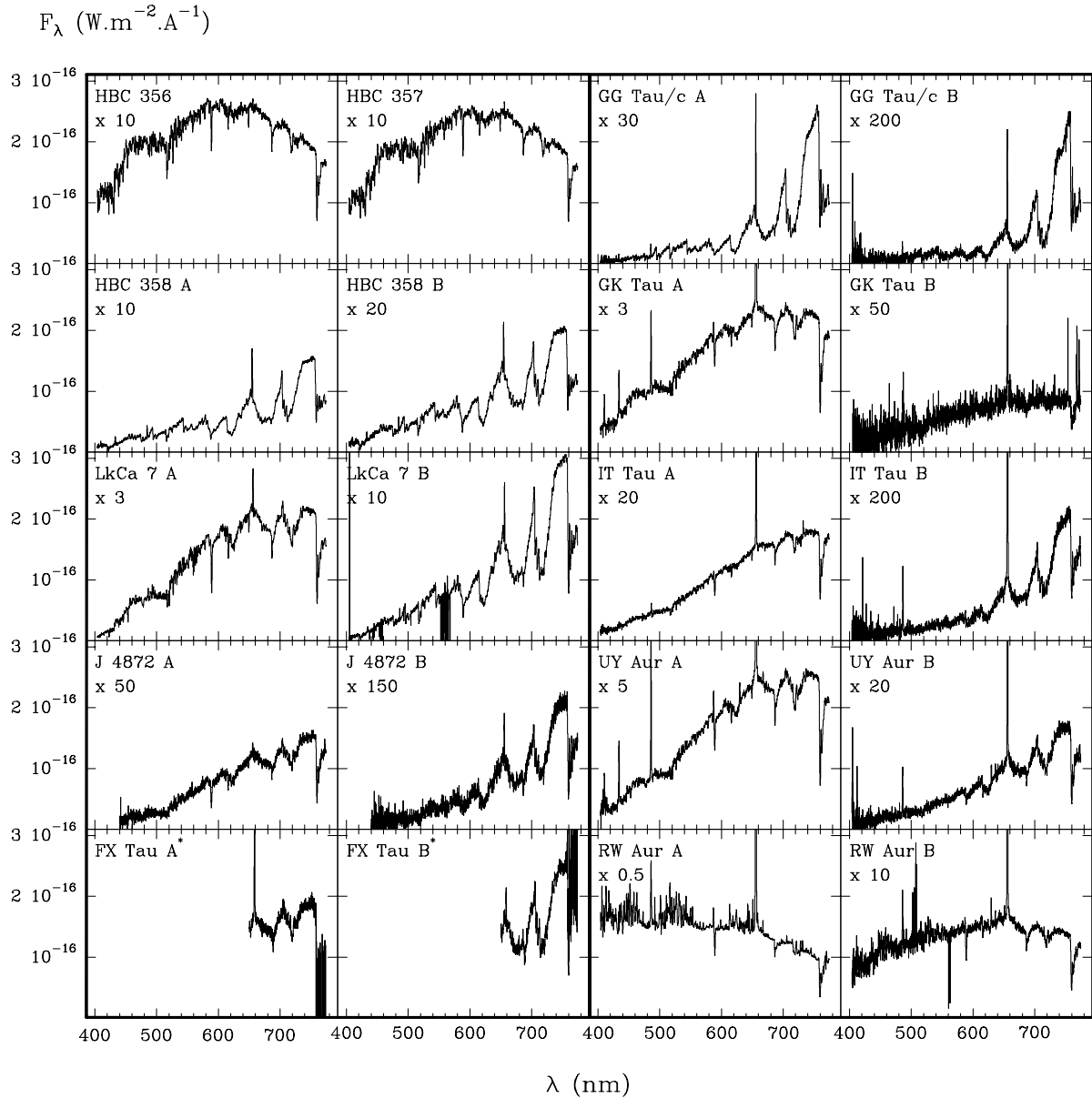


Fig. 1. F_λ spectra for all components of our study. The flux range is fixed for all stars, and all spectra have been scaled for convenience. Parts of the spectra with errors in gaussian fitting are not shown; exceptions are a small range around 5600 Å for LkCa7 and the reddest part of FX Tau spectra, around 7600 Å. Note that both FX Tau spectra are not flux calibrated, due to the deconvolution procedure.

for some of the stars, metallic and forbidden lines. All the stars in these systems can thus be safely classified as CTTS.

FX Tau: the secondary shows a very low $H\alpha$ emission and is probably a WTTS. On the other hand, the primary shows a moderate emission in this line, as well as $H\beta$ emission (Cohen & Kuhl 1979). Furthermore, Strom et al. (1989) and Skrutskie et al. (1990) reported moderate ΔK and ΔN excesses for the

system. All these evidences support the idea that the primary is a CTTS.

UX Tau and HK Tau: UX Tau A was observed in paper I and classified as a WTTS from its $H\alpha$ EW of 9.5 Å. In such a star apparently “at the border” between C and WTTS, we reexamined this classification and propose to (re)classify it as a CTTS, because of the large $H\alpha$ emission flux (for a spectral type K4, the CTTS threshold is only about 5 Å). Another clue is its sig-

Table 2. Photometric and spectroscopic results for stars in our sample. “–” means that the line is undetected in our spectra. The relative photometry given in parentheses was obtained from our spectra (see section 5). No emission line has been measured in the spectrum of FX Tau at wavelengths shorter than 6500 Å. The last column present our classification of the stars: “W” for WTTS and “C” for CTTS (see text for details).

HBC	object	spec. type	ΔV (mag)	ΔR (mag)	ΔI (mag)	H α EW $_{\lambda}$ (Å)	H β EW $_{\lambda}$ (Å)	[O I] λ 6300 EW $_{\lambda}$ (Å)	He I λ 6678 EW $_{\lambda}$ (Å)	type
356	NTTS 040012+2545 S	K3	0.07	0.08	0.06	0.4	–	–	–	W
357	NTTS 040012+2545 N	K3	(0.1)	(0.0)		0.4	–	–	–	W
358	NTTS 040047+2603 W A	M5				10.0	8.7	–	–	W
	NTTS 040047+2603 W B	M5	(0.3)	(0.3)		6.7	6.0	–	–	W
379	LkCa 7 A	K9	2.18	2.03	1.03	2.5	–	–	–	W
	LkCa 7 B	M4	(2.0)	(1.8)		5.6	–	–	–	W
	J 4872 A	K9	1.50	1.40	0.83	0.8	–	–	–	W
	J 4872 B	M1	(1.7)	(1.5)		4.2	–	–	–	W
44	FX Tau A	M1	0.24	0.30	–0.10	13			–	C
	FX Tau B	M4				1.0			–	W
	GG Tau/c A	M5	2.74	2.57	2.13	22	15	–	–	C
	GG Tau/c B	>M5	(2.6)	(2.5)		19	39	–	–	C
57	GK Tau A	K7	4.26	4.20	4.10	35	13	–	0.3	C
	GK Tau B	–	(4.1)	(4.1)		45	11	–	–	C
	IT Tau A	K3	3.63	3.15	2.27	21.7	3.4	–	–	C
	IT Tau B	M4	(3.6)	(3.2)		147.	52.	0.3	0.7	C
76	UY Aur A	K7				86.	29.	1.5	0.8	C
	UY Aur B	M2	(2.7)	(2.5)		69.1	33.8	3.8	–	C
80	RW Aur A	?e	4.36	3.85	3.25	76	7.9	1.1	1.3	C
	RW Aur B	K5	(3.4)	(3.2)		42.7	7.3	2.1	0.3	C
Data from paper I										
43	UX Tau A	K4				9.5	–	–	–	C
42	UX Tau B	M2	(2.4)	(2.2)		4.5	3.5	–	–	W
	UX Tau C	M3	(4.0)	(3.9)		8.5	–	–	–	W
45	DK Tau A	K9				31.	16.	2.5	0.7	C
	DK Tau B	M1	(1.7)	(1.6)		118.	33.5	4.8	1.5	C
48	HK Tau A	M1				50.	20.	–	–	C
	HK Tau B	M2	(2.6)	(2.7)		12.5	–	–	–	C
60	HN Tau A	?e				230.	64.	16.	2.5	C
	HN Tau B	M4.5	(3.8)	(3.7)		65.	41.	8.	2	C
73	Haro 6-37 A	K8				19.5	3.7	–	–	C
424	Haro 6-37 B	M0	(1.4)	(1.2)		195.	60.	–	–	C

nificant ΔN excess (Skrutskie et al. 1990). This post facto re-consideration of classification criteria can be misleading at first sight, but we stress that it is only done here to define a more accurate picture of an accreting T Tauri star. The classification of all other stars is identical to paper I. In particular, our previous classification of HK Tau B as a CTTS (H α EW of 12.5 Å) has been recently confirmed by an HST image of this star showing a remarkable edge-on circumstellar disk (Stappelfeldt et al. 1998).

4. CTTS - WTTS pairing within Taurus binaries

In the following, we call “twins” the systems where the TTS are of the same type (either CC or WW), and “mixed” the systems where the stars are different.

One of our objects contains stars physically associated in a multiple system (UX Tau). Although this system is not strongly hierarchical ($5''9 - 2''7$), we consider that it can be split into two “independent” binaries, leading to a total of 16 binaries in our sample. The validity of this assumption will be evaluated in Section 4.2.4.

4.1. Testing the random pairing hypothesis

The 16 binaries considered here can be divided into three categories: 9 binaries contain only CTTS ($\approx 56\%$), 4 are formed of two WTTS (25%), and 3 are mixed systems, all with a CTTS primary and two of them in the same triple system, UX Tau, representing less than 19% of our sample. Mixed systems appear to be rare in TTS binaries, and this is even more strik-

ing when we use the “historical” $H\alpha$ 10 Å EW criterion. Then only one mixed system remains among 16 binaries, and the proportion drops to about 6%. We use this sample to address the question: are binary components taken at random from the TTS population?

If we want to compare this result with a distribution randomly taken from a single TTS population, we need to know the ratio of WTTS-to-CTTS in Taurus. In a study limited to the central parts of the Tau-Aur dark cloud, Hartmann et al. (1991) found a ratio close to unity. Considering a larger sky area leads to an even larger WTTS-to-CTTS ratio, mainly because of the widespread *ROSAT* population (e.g. Wichmann et al. 1996). Since our sample mostly contains systems in the center of the molecular cloud, we conservatively adopt a W/C ratio = 1.

Taking a fixed distribution of primaries (4 WTTS and 12 CTTS), the probability to get 3 mixed systems out of 16 binaries from randomly taken secondaries is $C_{16}^3 (\frac{1}{2})^{16} \leq 1\%$. We therefore reject the hypothesis that components of TTS binaries are randomly associated from the distribution of single stars. In other words, the TTS types of Taurus binary components are significantly correlated.

4.2. Possible sources of bias

In this section, we discuss some possible sources of errors in our result on a preferential CC pairing in TTS binaries.

4.2.1. The use of different classification criteria

In section 3.2, we have used complementary criteria to establish the C/W TTS nature of our sources. However, considering only the “historical” 10 Å $H\alpha$ EW classification criterion does not only imply minor changes (1 star in UX Tau is modified upon 31), but makes mixed binaries even more rare: only one mixed pair (FX Tau) out of 16 remains. The probability that the observed C/W distribution in our 16 binaries results from random pairing then falls to $\approx 0.02\%$.

4.2.2. The case of WW pairs

The evolutionary status of the WTTS population identified from the *ROSAT* All-Sky Survey is somewhat uncertain: some of these stars may be unrelated to the TTS population (e.g. Favata et al. 1997). If they are young main sequence stars, we expect that both components will mimic WTTS since they are too old to still be accreting. Then the observation of such binaries can lead to a bias towards WW pairs in our study. This can potentially affect 2 binaries in our sample, which were first detected by *ROSAT* (their names starts with “NTTS”). If we exclude *all* WW binaries for safety, we end with at most 3 mixed systems out of 12, yielding a proportion of 25% mixed systems in TTS binaries. Then the probability that this distribution results from random associations is only $\approx 5\%$. We therefore

conclude that the high proportion of twin binaries in our sample is not strongly affected by the presence of spurious WW binaries.

4.2.3. Time evolution

Since the proportion of stars surrounded by a circumstellar disk decreases with age, we inspect the possibility that our binary population is younger, on average, than the population of singles. In such a case, we would expect to find more CTTS (“young and active”) than in the singles sample and, consequently, more CC binaries. In Simon & Prato’s (1995) study, the median age of their single stars sample is $\log t_{\text{SW}} \sim 5.8$. In our sample, we find that half of the primaries that have an age assigned by Simon & Prato are older than this value. We thus conclude that our study includes about as many young systems as old systems, and time evolution effects do not impinge our conclusion.

4.2.4. Close companions and hierarchical systems

The issue of how to treat known binaries which we do not resolve is not straightforward. Moreover, currently undetected companions may exist around some of the stars in our sample. These unresolved companions may strongly impact on the evolution and the accretion history of their associated star. Furthermore, considering a triple system as two independent binaries may not be a valid hypothesis.

To evaluate the impact of such multiple systems, we considered a subsample of binaries where no third component, either spectroscopic (Mathieu 1994), very tight visual (Simon et al. 1995) or wider, is known so far. To our knowledge, only 7 binaries in our overall sample match this criterion: LkCa 7, FX Tau, DK Tau, HK Tau, IT Tau, HN Tau and UY Aur. This subsample contains 6 twins and 1 mixed binaries. Once again, only about 15% of these binaries are mixed, leading us to think that the possible existence of additional companions does not significantly modify the results.

4.3. Complementary results from the literature

We have considered previous results in the literature providing information on the classification of the components of more PMS binaries in the Taurus SFR. We complement our results with those of H94 and PS97 and obtain a sample that contains over 90% of all known binaries located in Taurus in the separation range $0''.8$ – $13''$. The list of these supplementary objects is given in Table 3.

To classify the members of binaries studied by H94, we used their $H\alpha$ EWs and spectral types together with the estimated near-infrared excesses. Both indicators agree well for all stars except for V710 Tau S. This star presents an $H\alpha$ EW hardly above the classical limit (11 Å), with a spectral type M3,

Table 3. Binaries observed by H94 and PS97, listed with the primary first. See text for details about the classification of individual stars

HBC	Object	$\rho(^{\prime\prime})$	type	ref
352–353	NTTS 035120+3154SW–NE	8.7	WW	H94
355–354	NTTS 035135+2528SE–NW	6.3	WW	H94
360–361	NTTS 040142+2150SW–NE	7.2	WW	H94
386–387	FV Tau–FV Tau/c	12.3	CC	H94
389	Haro 6–10	1.2	CC	PS97
51–395	V710 Tau N–S	3.2	CW	H94
52–53	UZ Tau E–W	3.8	CC	H94
54	GG Tau–GG, Tau/c	10.3	CC	H94
56–57	GI–GK Tau	12.2	CC	H94
411	CoKu Tau/3	2.0	CC	PS97

and no infrared excess. Moreover, Cohen & Kuhl (1979), measured an $H\alpha$ EW of 3.3 \AA and no emission in the forbidden lines, leading us to classify this star as a WTTS. V710 Tau consequently happens to be one of the few mixed pairs (CW) among TTS binaries.

For the two binaries studied by PS97 and included in our sample, all stars have $K - L \geq 1.2 \text{ mag}$. Such high values are strong evidences for the presence of an optically thick accretion disk in the inner 0.5 AU around each star (the upper limit for photospheric colors is $K - L \approx 0.4 \text{ mag}$, Edwards et al. 1993), so that these stars can be safely classified as CTTS. It is also worth mentioning that for all systems common to the PS97's sample and ours (DK Tau and UY Aur with KL photometry and Haro 6–37 with $Br\gamma$ spectroscopy), their classification and ours are fully consistent.

If we take these complementary results into account, we obtain a sample of 26 binaries with 15 CC twins, 7 WW twins, and 4 mixed. The proportion of mixed systems is then $\approx 15\%$, and even only $\approx 4\%$ if we adopt the $H\alpha$ EW criterion, yielding similar results as in Section 4.1.

5. Differential accretion in CC binaries

For all binaries where both stars have active accretion disks (CC pairs), we have used the available spectra to compare the accretion activity of each component, using their $H\alpha$ flux as an accretion diagnosis. The $H\alpha$ EW has already been shown to correlate well with the infrared excess in CTTS (eg. Edwards et al., 1993). Moreover, recent studies in the near infrared where the extinction is about ten times smaller than at $H\alpha$ wavelengths, have revealed tight correlations between the accretion luminosity and the $Pa\beta$ and $Br\gamma$ emission fluxes (Muzerolle et al., 1998). We will then hereafter use the ratio of $H\alpha$ fluxes in binaries, assuming that this flux is proportional to the energy dissipated in the accretion process, i.e. to the accretion luminosity.

We also assume that the extinction toward both components of the binary is the same, based on the tight correlation observed in the data of H94 between A_J toward the primary and the secondary. We checked that this correlation is still valid at smaller separations: we evaluated a rough $V R$ photome-

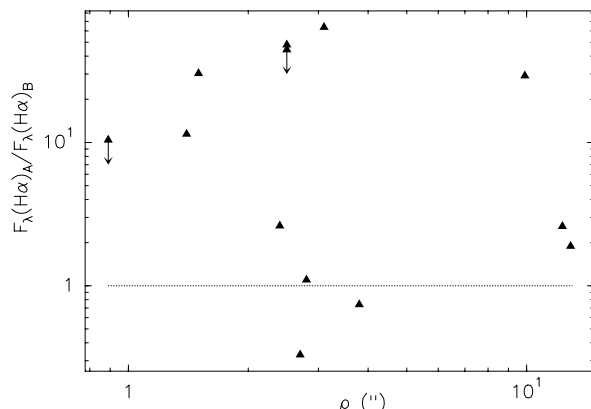


Fig. 2. $H\alpha$ luminosity ratio for all CC binaries. Upper limits are for UY Aur and HK Tau.

try from our spectra and compared the results to dwarfs colors. Due to observational uncertainties ($\sigma_V \approx \sigma_R \approx 0.1 \text{ mag}$ and 1 subclass for the spectral type), the final accuracy of the extinction is rather poor (typically, $\sigma(A_V) \approx 0.7 \text{ mag}$). However, we did not find any evidence that the correlation is modified. This correlation is likely due to the fact that both components of a binary system are equally embedded in the Taurus molecular cloud, but other explanations include the existence of a common circumbinary envelope and/or of circumstellar disks with similar orientations. Brandner & Zinnecker (1997) reported a similar correlation for close ($< 250 \text{ AU}$) PMS binaries in southern SFRs.

For each binary, the ratio of the $H\alpha$ luminosities is computed as follows:

$$\frac{F_{H\alpha}^A}{F_{H\alpha}^B} = \frac{EW_{H\alpha}^A}{EW_{H\alpha}^B} \times \frac{F_c^A}{F_c^B} 10^{0.4(A_V^A - A_V^B)} \approx \frac{EW_{H\alpha}^A}{EW_{H\alpha}^B} \times \frac{F_c^A}{F_c^B}$$

where F_c is the nearby continuum flux estimated from our spectra when available and from H94's R photometry otherwise.

Figure 2 shows a clear trend for the primaries to have a higher $H\alpha$ flux than the secondaries thus a higher accretion luminosity. It is unlikely that this result is the consequence of a systematic bias introduced by the assumption that both extinctions are the same. This would imply that we systematically overestimated the $H\alpha$ luminosity ratios by a factor of 4, which requires that the extinctions toward the secondaries are larger by about $A_V^B - A_V^A \sim 1.5 \text{ mag}$. Such a systematic trend would have been detected in H94 (the authors quote $\sigma(\Delta A_V) \approx 0.3 \text{ mag}$), as well as in our data. This suggests that the accretion rate is larger on the more massive component of the system.

In a few cases, clues exist that the photosphere is not seen directly, and that we only detect scattered light. This is the case for UY Aur B (Close et al. 1998) and HK Tau B (Stapelfeldt et al. 1998) where an edge-on disk has been recently detected. For these stars, the observed photometry is therefore only a lower limit to their actual flux, and we consequently underestimated their $H\alpha$ flux. Arrows have been accordingly added in Fig. 2.

No nebular structure is seen at high angular resolution around any other star so far and we assume that there is no object with strong scattering in our sample appart from these two stars.

6. Discussion and summary

We have shown that there exists only few mixed systems in Taurus PMS binaries in the separation range 130 - 1800 AU. This result extends those of PS97 who did not find any mixed system in a sample including binaries with separations of 40–360 AU. This indicates that the accretion history of the two stars are not independent, even for binaries with separations up to 800 AU (from our new spectroscopic observations) and even 1800 AU if we take into account the results from H94.

What can explain such a correlation in binaries with separations as large as 1800 AU ? This “twinning” trend, together with the fact that circumstellar disk dissipation times from optically thick to optically thin are short (Simon & Prato 1995), led PS97 to propose that both components of a close binary system accrete over the same time span because their circumstellar disks are replenished by material from a common (circumbinary) environment. As soon as this environment is cleared, both disks dissapear over a short viscous timescale. However, the circumbinary environment hypothesis appears difficult to apply to wide binaries, and if such envelopes have been detected around a few close binaries, they generally remain elusive. Similarly, it appears unprobable that the binary as a whole can sweep enough material during its wander through the parent cloud: at 1 km.s^{-1} , a 100 AU radius wide binary sweeps only $10^{-12} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ in a 10^2 cm^{-3} density cloud.

On the other hand, we find that the primaries have larger $H\alpha$ fluxes than their secondaries. We call ‘primary’ the brightest component in the V band, which always has an earlier spectral type than the secondary so that it is likely the most massive star. The $H\alpha$ luminosity is assumed to be proportional to the accretion luminosity:

$$L_{H\alpha} \propto L_{\text{acc}} = \frac{GM_{\star}\dot{M}}{R_{\star}}$$

Baraffe et al.’s (1998) evolutionary models show that two 2 Myr-old TTS with masses of $1 M_{\odot}$ and $0.1 M_{\odot}$ have M_{\star}/R_{\star} ratios only differing by a factor of 4 (the most massive star also has a larger radius). Our measured $H\alpha$ luminosity ratios vary by over 2 orders of magnitude and therefore cannot be accounted for by extreme mass ratios. The difference in the accretion luminosities is thus likely to reveal that, in most cases, the primary accretes more than its companion: $\dot{M}_A > \dot{M}_B$. It is also noticeable that the mixed systems in our sample all have a CTTS primary, so that in the case of CW pairs, the more massive star again seems to be more active than the other one.

If both components have similar circumstellar disk lifetimes ($\tau_D = M_D/\dot{M}$), these results suggest that the circumprimary disk is preferentially feeded in the early binary formation process by a common circumbinary reservoir of mass. This is in agreement with the prediction of Bonnell et al.’s (1992) model.

Table A1. Additionnal emission line measurements from our spectra. All equivalent widths are given in Å. Stars that are not listed here were not detected in any of these lines.

HBC	object	$H\gamma$	$H\delta$	[O I] $\lambda 6363$	[S II] $\lambda \lambda 6716, 31$
358	HBC 358 A	9.5	5.1	–	–
	HBC 358 B	4.8	11.5	–	–
	GG Tau/c A	12	–	–	–
57	GK Tau A	10.2	7.0	–	–
	IT Tau A	3.4	–	–	–
	IT Tau B	35 ± 5	–	–	–
76	UY Aur A	24	8.0 ± 1.0	–	–
	UY Aur B	13	–	2.1	1.2
80	RW Aur A	1.1	3.1	–	–
	RW Aur B	–	–	0.8	–

Another possibility is that the accretion rate on the star, \dot{M} , is proportional to the disk mass, itself related to the mass of the central star. In the canonical accretion disk theory, the accretion rate is related to the surface density Σ , itself evidently linked to the disk mass. This mechanism would explain simultaneously why $\dot{M}_A > \dot{M}_B$ and why the disk lifetime $\tau = M/\dot{M}$ does not depend on the mass of the central star. If true, such a $M - \dot{M}$ relation should hold for single TTS but current mass determination lack the precision needed to study this point further.

Observations of closer binaries down to separations of the order of the peak value in the PMS separation distribution (≈ 50 AU, Mathieu 1994) should shed more light on this question. Such observations are within reach of current adaptive optics systems equipped with spectroscopic capabilities. Such a peak separation is of the order of the size of a canonical accretion disk and these observations would allow to study systems where the star-disk and disk-disk interactions are strong, and also where the eventual leftover circumbinary environment has a major influence.

Acknowledgements. We are grateful to Caroline Terquem and Mike Simon for enriching discussions. Comments from an anonymous referee helped to significantly improve this paper. This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France, and of the NASA’s Astrophysics Data System Abstract Service.

Appendix A: Complementary line measurements

In our new spectroscopic observations, some emission lines which are not presented in Table 2 were detected in some of our targets. EWs measurements for $H\gamma$, $H\delta$, [O I] $\lambda 6363$ and the doublet [S II] $\lambda \lambda 6716, 31$ lines are given in Table A1 for the stars where these lines were detected.

References

- Allen L., Strom K., 1995, *AJ*, 109, 1379
- Artymowicz P., Lubow S., 1996, *ApJ*, 476, L77
- Baraffe I., Chabrier G., Allard F., Hauschildt P., 1998, *A&A*, 337, 403
- Basri G., Batalha C., 1990, *ApJ*, 363, 654

- Bate, M.R., Bonnell, I. A., 1997, MNRAS, 285, 33
- Bonnell I., Bastien P., 1992, ApJ, 401, 654
- Bonnell I., Arcoragi J.-P., Martel H., Bastien P., 1992, ApJ, 400, 579
- Boss A., 1993, ApJ, 410, 157
- Boss A., 1997, ApJ, 483, 309
- Brandner W., Zinnecker H., 1997, A&A, 321, 320
- Burkert A., Bate M., Bodenheimer P., 1997, MNRAS, 289, 497
- Chen H., Myers P., Ladd E., Wood D., 1995, ApJ, 445, 377
- Close L., Dutrey A., Roddier F., Guilloteau, S. Roddier C., Duvert G., Northcott M., Ménard F., Graves J., Potter D., 1998, ApJ, 499, 883
- Cohen M., Kuhl L., 1979, ApJS, 41, 743
- Duchêne G., 1999, A&A, 341, 547
- Duquennoy A., Mayor M., 1991, A&A, 248, 485
- Edwards S., Ray T., Mundt R., 1993, in *Protostars and Planets III*, eds. E. Levy and J. Lunine, Tucson: the University of Arizona press, p. 567
- Favata F., Micela G., Sciortino S., 1997, A&A, 326, 647
- Ghez A., Neugebauer G., Matthews L., 1993, AJ, 106, 2005
- Hartigan P., Strom K., Strom S., 1994, ApJ, 427, 961 (H94)
- Hartmann L., Stauffer J., Kenyon S., Jones B., 1991, AJ, 101, 1050
- Herbig G., Bell K., 1988, Lick Observatory Bulletin n° 1111 (HBC)
- Kirkpatrick D., Henry T., McCarthy D., 1991, ApJS, 77, 417
- Leinert C., Weitzel N., Zinnecker H., Christou J., Ridgeway S., Jameson R., Haas M., Lenzen R., 1993, A&A, 278, 129
- Lin D., Papaloizou J., 1993, in *Protostars and Planets III*, eds. E. Levy and J. Lunine, Tucson: the University of Arizona press, p. 749
- Martín E., 1998, AJ, 115, 351
- Mathieu R., 1994, ARA&A, 32, 465
- Monin J.L., Ménard F., Duchêne G., 1998, A&A, 330, 310 (paper I)
- Muzerolle J., Hartmann L., Calvet N., 1998, AJ, 116, 2965
- Prato L., Simon M., 1997, ApJ, 474, 455 (PS97)
- Reipurth B., Zinnecker H., 1993, A&A, 278, 81
- Sigalotti L. Di, Klapp J., 1997, ApJ, 474, 710
- Sigalotti L. Di, Klapp J., 1997, A&A, 319, 547
- Simon M., Prato L., 1995, ApJ, 450, 824
- Simon M., Ghez A., Leinert C., Cassar L., Chen W., Howell R., Jameson R., Matthews K., Neugebauer G., Richichi A., 1995, ApJ, 443, 625
- Skrutskie M., Dutkevich D., Strom S., Edwards S., Strom K., 1990, AJ, 99, 1187
- Stapelfeldt K.R., Krist J.E., Ménard F., Bouvier J., Padgett D.L., Burrows C.J., 1998, ApJ, 502, L65
- Strom K., Strom S., Edwards S., Cabrit S., Skrutskie M., 1989, AJ, 97, 1451
- Walter F., Brown A., Mathieu R., Myers P., Vrba F., 1988, AJ, 96, 297
- Wichmann R., Krautter J., Schmitt J., Neuhäuser R., Alcalá J., Zinnecker H., Wagner R., Mundt R., Sterzik M., 1996, A&A, 312, 439
- White R., Ghez A., Reid I., Schultz G., 1999, ApJ, 520, 811

RECEIVED 3 MARCH 2000; ACCEPTED 9 MAY 2000
 Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 26/01/00

NEAR-INFRARED IMAGING POLARIMETRY OF THE GG TAU CIRCUMBINARY RING¹

JOEL SILBER,² TIM GLEDHILL,² GASPARD DUCHÊNE,³ AND FRANÇOIS MÉNARD⁴

Received 3 March 2000; Accepted 9 May 2000

ABSTRACT

We present 1 micron *Hubble Space Telescope*/NICMOS resolved imaging polarimetry of the GG Tau circumbinary ring. We find that the ring displays east-west asymmetries in surface brightness as well as several pronounced irregularities, but is smoother than suggested by ground-based adaptive optics observations. The data are consistent with a 37° system inclination and a projected rotational axis at a position angle of 7° east of north, determined from millimeter imaging. The ring is strongly polarized, up to $\sim 50\%$, which is indicative of Rayleigh-like scattering from sub-micron dust grains. Although the polarization pattern is broadly centrosymmetric and clearly results from illumination of the ring by the central stars, departures from true centrosymmetry and the irregular flux suggest that binary illumination, scattering through unresolved circumstellar disks, and shading by these disks, may all be factors influencing the observed morphology. We confirm a $\sim 0''.25$ shift between the inner edges of the NIR and millimeter images and find that the global morphology of the ring and the polarimetry provide strong evidence for a geometrically thick ring. A simple Monte Carlo scattering simulation is presented which reproduces these features and supports the thick ring hypothesis. We cannot confirm filamentary streaming from the binary to the ring, also observed in the ground-based images, although it is possible that there is material inside the dynamically cleared region which might contribute to filamentary deconvolution artifacts. Finally, we find a faint 5th point source in the GG Tau field which, if it is associated with the system, is almost certainly a brown dwarf.

Subject headings: stars: individual: GG Tau – stars: pre-main-sequence – binaries: close – polarization – scattering

1. INTRODUCTION

GG Tau is one of the most studied systems known to possess a tidally truncated circumbinary disk. It is a double binary, in which all four components display evidence of infrared excesses (White et al. 1999) indicating the presence of unresolved circumstellar disks. However, the most striking object in the system is the large disk of gas and dust surrounding the northern ($\sim 0''.25$) binary.

Since the circumbinary structure was first detected (Beckwith et al. 1990; Simon & Guilloteau 1992; Kawabe et al. 1993), many of its physical parameters have been constrained, particularly from the millimeter interferometry of Dutrey, Guilloteau, & Simon (1994) and Guilloteau, Dutrey, & Simon (1999, hereafter GDS). The disk is tidally truncated by the dynamical action of the binary at a radius of ~ 180 AU from the binary center of mass and extends out to at least 800 AU. From their most recent millimeter continuum and CO line flux measurements, GDS propose that 90% of the dust component of the circumbinary disk lies in a well-defined *ring* (inner radius ~ 180 AU; outer radius ~ 260 AU) within the extended (800 AU) disk. Their observations are consistent with an almost circular Keplerian disk, rotating about the binary's center of mass with a projected rotational axis at a position angle (PA) of 7° east of north, and viewed at an inclination of 37° to face-on. This implies that the northern part of the ring is closest to us (the 'front') and that the southern part of the ring corresponds to the 'back'.

The first near-infrared (NIR) observations of the ring

were obtained with ground-based adaptive optics (AO) by Roddier et al. (1996, hereafter RRNGJ) who published deconvolved *J*, *H*, and *K* band images of the ring. Their data show a very clumpy ring and suggest a large degree of anisotropy in its illumination. The images also show radial filaments *inside* the dynamically cleared cavity, extending from the binary to ring. At the *J* and *K* bands, the ring appears incomplete (or at least *very* faint) at the back. GDS found that when they registered their 1.4 mm and RRNGJ's *J* band image, there is a $\sim 0''.25$ shift of the ring's NIR inner edge towards the binary. This could be explained if the dust ring is *geometrically thick*, extending to a height of ~ 120 AU at its tidally truncated inner radius.

In this paper, we present the first resolved imaging polarimetry of the GG Tau system and the first space-based images of the circumbinary ring. We refer to the northern binary as 'GG Tau' and follow GDS in assuming a distance of 140 AU to the Taurus star-forming region (Elias 1978).

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

Imaging linear polarimetry data of GG Tau were obtained on 1998 April 3 with the Near Infrared Camera and Multi Object Spectrometer (NICMOS) on the *Hubble Space Telescope* (HST) (Proposal 7827). Camera 1 (NIC1) was used to image GG Tau through the three polaroid filters, POL0S, POL120S, and POL240S, of central wavelength $1.0459 \mu\text{m}$ ($1 \mu\text{m}$) at a pixel scale of $0''.043$. The detector was operated in MULTIACCUM mode enabling

¹Based on observations made with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA, Inc., under NASA contract NAS5-26555.

²Department of Physical Sciences, University of Hertfordshire, Hatfield, Hertfordshire, AL10 9AB, U.K.

³Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

⁴Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, PO Box 1597, Kamuela, HI 96743

multiple non-destructive read-out of the array during integration. Our data were re-reduced using the STSDAS package NICPROTO to remove the ‘pedestal’ and ‘shading’ image anomalies (Dickinson et al. 1999). We calculated the Stokes parameters and associated errors from our data using an IDL implementation of the algorithm developed by Sparks & Axon (1999) and the polaroid coefficients of Hines (1998).

A PSF subtraction or deconvolution is essential to reveal the faint circumbinary material surrounding GG Tau, since the PSF wings from the binary are highly extended and possess diffraction spikes which fill the entire frame. We have used our own observations of the DF Tau *binary* to subtract the GG Tau PSFs. DF Tau is the closest binary in our sample and its $\sim 0''.1$ separation is at the *HST*/NICMOS resolution limit. The relative flux and absolute location of the GG Tau and DF Tau components were measured with iterative PSF fitting in DAOPHOT (Stetson 1987). We then created a ‘double’ image for each GG Tau polaroid by shifting and adding the original image to itself with the relative flux and separation of the DF Tau components. Appropriately scaled DF Tau PSFs were then subtracted from these new images. We are confident that the total flux subtracted is correct to within the photometric errors, and that the PSF registration is accurate since the diffraction spikes are subtracted to almost undetectable levels away from the PSF cores.

3. RING MORPHOLOGY

A one micron PSF-subtracted NIC1 image of GG Tau is presented in Figure 1(a). Although there are subtraction residuals in the stellar cores and diffraction spikes, the ring is exceptionally well revealed. Unlike the smooth continuum flux distribution at 1.4mm (GDS), and like RRNGJ’s *J* and *H* band images, the ring shows an unambiguous north-south asymmetry. A relatively thin bright arc of scattered light from the northern (front) part of the ring dominates the image with broader and fainter flux from the south (back) completing what is, essentially, an unbroken ring. The ring appears far less clumpy than in RRNGJ’s images.

The ring exhibits several examples of irregular structure: (i) the arc is brighter on its east side; (ii) there is a ‘kink’ in the ring’s south-east portion; (iii) there is a possible gap/dimming of the ring (unfortunately) at the location of the western diffraction spike. Although GDS determined the large-scale distribution of dust to be quite smooth, they used a $0''.9 \times 0''.6$ beam, and it is possible that the irregularities we observe may be due to small-scale inhomogeneities in the ring. However, it is more likely that we are witnessing the effects of anisotropic illumination of the ring from the binary light sources and shading by the stars’ circumstellar disks. There is some evidence of scattering from clumps of dusty material *inside* the dynamically cleared region at the locations of *both* of RRNGJ’s *J* and *H* band filamentary streamers. However, these clumps lie close to the subtraction residuals in our image and may be residuals in their own right. If real, it is possible that RRNGJ’s filaments are deconvolution artifacts caused by actual material inside the ring.

We have overlaid several ellipses on to our image in Figure 1(b) to help clarify the ring geometry. These have been located at the center of mass of the binary, assuming a 1:1 mass ratio. Ellipses 1 and 2 (green) represent circles of radii 180AU ($1''.29$) and 260AU ($1''.86$), viewed at

an inclination of 37° to face on, and should be interpreted as the projected millimeter (GDS) bounds of the ring *in its equatorial plane*. Ellipse 3 (cyan) marks the projected ring/cavity boundary based on GDS’s ring inclination, inner edge radius, and estimate of inner edge ring thickness (§1). Scattered light is clearly observed inside ellipse 1, both at the front and the back of the ring whereas we find that ellipse 3 provides a good bound to the scattered flux edges, particularly at the front of the ring. Thus we are able to confirm the $\sim 0''.25$ displacement of the NIR front edge inwards towards the binary with respect to the 180AU inner edge derived from 1.4mm continuum imaging. This is consistent with scattering occurring high up in a geometrically thick ring, away from its equatorial plane. Further evidence for this comes from the morphology of front and back scattered flux. Figure 2 demonstrates how an optically and geometrically thick ring will produce the scattered flux morphology of the observations – the narrower flux at the front and broader flux at the back. In contrast, a geometrically thin ring would produce similar widths of scattered flux from the front and back of the ring, and an optically thin ring would produce homogeneous flux similar to GDS’s 1.4mm continuum image. Knowledge of the ring’s orientation allows us to deduce that the thin bright arc must be caused by forward-scattering off the ring’s upper front surface and the broad fainter flux results from back-scattering off the rear upper surface and ring inner edge.

Following Close et al. (1998), who re-examined the RRNGJ images, we measured the ratio of total flux received from the front and back parts of the ring. Use of RRNGJ’s ‘ring zone’ (concentric ellipses with semi-major axes $1''.25$ and $1''.90$) and rotational axis PA (20° east of north) does not make sense with our image. Instead, the ratio was measured for all flux lying outside of our ring inner bound, ellipse 3. We obtain a value of 1.17 ± 0.06 which is considerably less than that measured by Close et al. (1998) from RRNGJ’s *J* band image (3.6 ± 1.0). We have also measured the azimuthal *intensity* profile of flux contained within two (non-concentric) ellipses, namely ellipse 3 and an additional ellipse $0''.3$ larger than ellipse 3 in both semi-axes (not shown). These measurements reveal a maximum flux intensity ratio of ~ 4.0 between the peak of the brighter side of the arc and the back of the ring. This contrasts with the $>10:1$ (2.8 magnitudes difference) obtained by RRNGJ from their deconvolved *J* band data. This measurement provides an additional constraint for modelling the system.

4. RING POLARIZATION

We present in Figure 1(c) the first resolved linear polarization map of the GG Tau ring. At 1 micron the ring displays a broadly centrosymmetric scattering pattern which clearly indicates illumination of the ring by the central stars. A detailed interpretation of the polarization pattern will require inclusion of binary sources and, probably, the effect of the binary’s circumstellar disks. The high polarization levels observed at 1 micron, up to $\sim 50\%$, are indicative of Rayleigh-like scattering from sub-micron particles. The polarization is at a minimum ($\sim 20\%$) in the bright arc at the front of the ring and a maximum ($\sim 50\%$) in the broad region at the sides and back. Using the geometry proposed by GDS, the scattering angles involved are typically $\sim 35^\circ$ at the front and $\sim 109^\circ$ (or greater) at the back (Figure 2). Maximum polarization in the Rayleigh

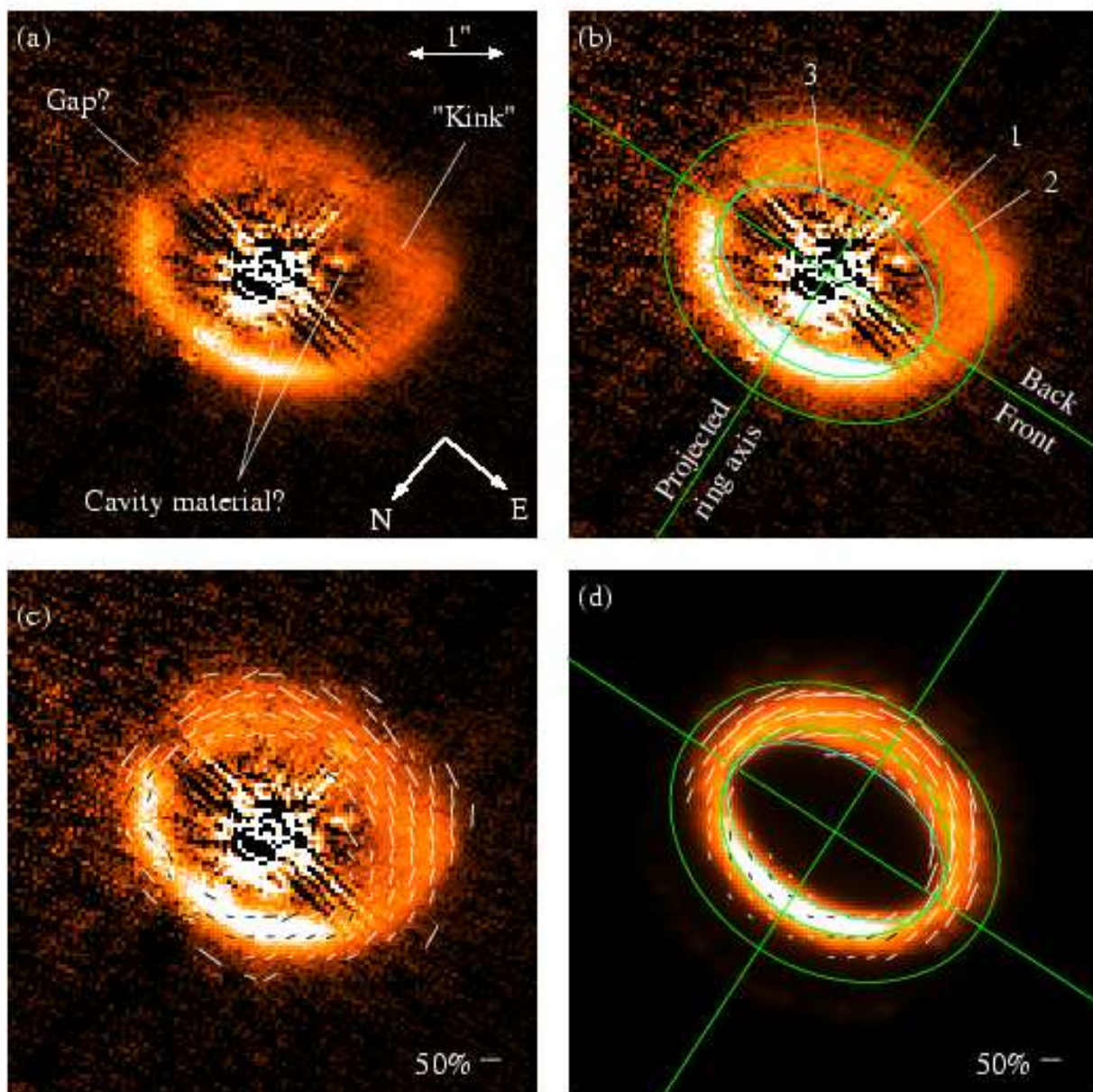


FIG. 1.— *Left*: NIC1 PSF subtracted image of GG Tau at 1 micron revealing the circumbinary ring. Subtraction residuals, most obvious in the core and inner diffraction spikes remain due to the low sampling of the PSF image and errors in the relative separation and flux of the GG Tau and DF Tau binaries. The image is $5''.6$ on a side ≈ 8000 AU assuming a distance of 140 parsec to Taurus (Elias 1978) and has been scaled linearly to reveal irregularities and asymmetries. *(b)* and *(c)*: The same data overlaid with the projected rotational axis of the ring and ellipses based on the geometric findings of Guilloteau et al. (1999), and with linear polarization vectors. These images have been rescaled to highlight the northern bright arc. *(d)*: a simple Monte Carlo scattering simulation of the ring, overlaid with polarization vectors. The image has been convolved with the DF Tau binary to provide a like-for-like comparison with the data.

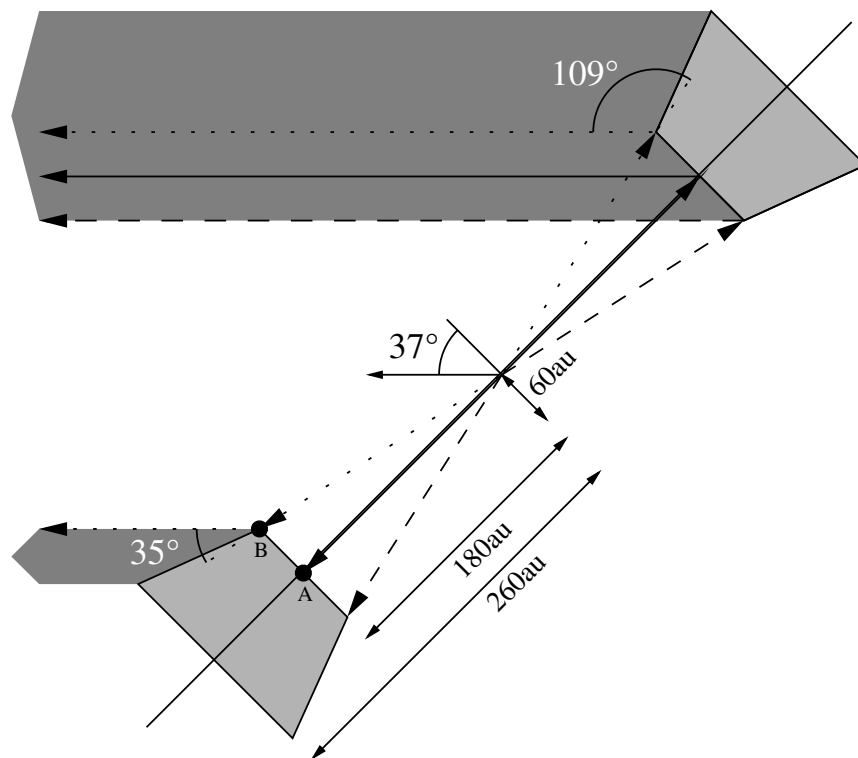


FIG. 2.— A representation of the thick ring geometry proposed by Guilloteau et al. (1999). Several light paths are drawn for single-scattering off the inner edges and surface of the *optically* thick ring. The different projected surface areas from which scattered light is visible to an observer on the left result in very different thicknesses of observed flux around the ring (dark shading). This is exactly what is seen in our 1 micron image. This effect is reduced as one moves to thinner ring geometries (reduction of the disk height A→B). In addition, this geometry predicts lower levels of polarization at the front of the ring than the back for Rayleigh-like scattering, since the scattering angles at the back (109°) are closer to the maximum polarization scattering angle (90°) than those at the front (35°). This is also observed in the data.

regime occurs when photons are scattered through right-angles and, consequently, since the back is scattering 36° closer to maximum polarization than the front, it is more highly polarized. Thus our polarimetry observations are entirely consistent with a thick disk geometry (§1). This behaviour would not be observed with a thin disc where front and back scattering angles are equally close to 90° .

5. SIMPLE MODEL

We performed some simple, single source, Monte Carlo multiple scattering simulations to try and reproduce the ring's major morphological and polarization features with a thick disk geometry. We did not attempt any detailed calibration to previous determinations of disk/ring mass, but sought only to demonstrate the effects of a geometrically and optically thick ring on the scattering and polarization patterns. The ring was modelled as an arbitrary standard flared disk ($\alpha = 2$ and $\beta = 1.05$) with Gaussian truncated inner and outer edges (parameters used by GDS). The dust density distribution parameters were all free, so there is bound to be much degeneracy between absolute density, scale height, flaring parameter β , and radial density power law α .

Our best simulation is presented in Figure 1(d) and has been overlaid with its corresponding polarization vectors. Following Close et al. (1998), who implicitly modelled the ring as a flat structure, we used the Mathis & Whiffen (1989) dust grain model 'A' with a steeper grain size power law ($p = -4.7$). However, this simulation retained the model's original maximum grain size of $0.9\mu\text{m}$. The major features of the observations are all reproduced with an integrated front/back flux ratio of 1.0 and front/back maximum intensity ratio of 3.3 fitting the data well. The shift inwards of the inner edge of the ring of $0''.25$, noted by GDS, is reproduced and is roughly consistent with their ring thickness estimate at the inner edge of 120AU at a radius of 180AU. The global polarization features (low at the front, high elsewhere) are reproduced with polarization levels ranging from 10% to 80%, values broadly within our errors. This is another powerful endorsement of the geo-

metrically thick disk hypothesis.

More thorough modelling of the ring will be the subject of a future paper which will consider scattering through, and shading by, the unresolved circumstellar disks, the effect of binary sources, and choice of dust grain model, all of which will affect the scattering and polarization patterns. Finding the correct grain model is vital if the ring is to be modelled successfully, as this determines both the front/back flux ratios and the levels of polarization. Further observations of GG Tau are essential and, in particular, only multiple wavelength resolved polarimetry of the ring will provide enough constraints on the grain model to remove this as a free parameter.

6. A FIFTH ELEMENT?

We note the presence of a fifth point source in the GG Tau field which is considerably fainter than the possibly substellar (White et al. 1999) secondary of the *southern* binary. It is located off the field of Figure 1, $6''.16$ ($\sim 860\text{AU}$) from the primary of the northern binary at a PA of 242° east of north. Although the source appears in the previously published coronagraphic images of Nakajima & Golimowski (1995), these authors make no reference to it and we can find no comment regarding the object in the literature. We note that GG Tau does not lie in the densest region of the Taurus-Auriga star-forming complex and the object may well be a background star. However, if it does lie at the same distance as GG Tau then, given its faintness, it is almost certainly a brown dwarf.

We wish to thank Dave Axon and Bill Sparks for early access to preprints and their IDL polarimetry code, Eddie Bergeron for assistance with image re-reduction, John Krist for advice on the PSF subtractions, and Phil Lucas and Hiro Takami for assistance with the Monte Carlo simulations. We acknowledge use of the data analysis facilities provided by the Starlink Project which is run by CCLRC on behalf of PPARC. An anonymous referee is thanked for useful comments.

REFERENCES

- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Güsten, R., 1990, *AJ*, 99, 924
 Close, L. M., et al., 1998, *ApJ*, 499, 883
 Dickinson, M., et al., 1999, *NICMOS Data Handbook Version 4.0*, Space Telescope Science Institute
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M., 1994, *A&A*, 286, 149
 Elias, J. H., 1978, *ApJ*, 224, 857
 Guilloteau, S., Dutrey, A., & Simon, M., 1999, *A&A*, 348, 570 (GDS)
 Hines, D. C., 1998, in *ESO Conference and Workshop Proceedings 55, NICMOS and the VLT: A New Era of High Resolution Near Infrared Imaging and Spectroscopy*, ed. W. Freudling & R. Hook (Garching: ESO), 63
 Kawabe, R., Ishiguro, M., Omodaka, T., Kitamura, Y., & Miyama, S. M., 1993, *ApJ*, 404, L63
 Mathis, J. S., & Whiffen, G., 1989, *ApJ*, 341, 808
 Nakajima, T., & Golimowski, D. A., *AJ*, 109, 1181
 Roddier, C., Roddier, F., Northcott, M. J., Graves, J. E., & Jim, K., 1996, *ApJ*, 463, 326 (RRNGJ)
 Simon, M., & Guilloteau, S., 1992, *ApJ*, 397, L47
 Sparks, W. B., & Axon, D. J., 1999, *PASP*, 111, 1298
 Stetson, P. B., 1987, *PASP*, 99, 191
 White, R. J., Ghez, A. M., Reid, I. N., & Schultz, G., 1999, *ApJ*, 520, 811

The binary fraction in different star forming regions¹

GASPARD DUCHÊNE & JÉRÔME BOUVIER

Laboratoire d'Astrophysique - Observatoire de Grenoble,
Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9
gduchene@obs.ujf-grenoble.fr, jbouvier@obs.ujf-grenoble.fr

and

THEODORE SIMON & LAIRD CLOSE

Institute for Astrophysics, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822
simon@ifa.hawaii.edu, close@ifa.hawaii.edu

and

JOCHEN EISLÖFFEL

Thüringer Landessternwarte Tautenburg, Sternwarte 5, D-07778 Tautenburg
eisloeffel@tls-tautenburg.de

ABSTRACT

Observations of different star forming regions have been performed with the adaptive optics system (PUEO) at CHFT in order to detect binaries around low-mass stars ($M < 1.5M_{\odot}$). Companion star fraction are determined in the Pleiades and in a very young cluster, IC 348. Preliminary estimations are also presented for Præsepe and α Per. All clusters show overall fractions and period distributions similar to the expectations from main sequence figures. We argue that the difference between these star forming regions and other young associations, like Taurus and Chameleon, is probably not due to time evolution, but that the initial formation conditions may have an impact on the final binary fraction, with the loosest associations forming more wide binaries (separations $> \sim 10$ AU).

1. INTRODUCTION

Various studies in the last ten years have shown that binarity is a very common property of low-mass main sequence (MS) stars: about 53% of G-type stars and 42% of M dwarfs are in fact multiple (Duquennoy & Mayor 1991, Ficher & Marcy 1992). Although the total fractions are different, the broadly peaked shape of the period distribution is very similar for both samples.

¹ CFHT Users Meeting, 1998, P. Martin & S. Rucinski eds.

– 2 –

More recently, several studies have tackled the question of the number of binaries in young pre-main sequence (PMS) stars. The variety of the findings shows that the formation of binaries is probably not as simple and universal as one might believe. For example, while the Orion Trapezium shows the same binary fraction as the MS population (Prosser *et al.* 1994, Petr *et al.* 1998), binaries are much more common in Taurus, where almost all stars are in multiple systems, if the period distribution is the same as on the MS (*e.g.*, Leinert *et al.* 1993).

According to some authors, the difference between the PMS and MS populations is due to evolutionary effects (*e.g.*, binaries would be disrupted in gravitational encounters). In this picture, the Trapezium would be an exception with its unusually low binary fraction. Another possibility could be a tight link between initial physical conditions and binary population (either the overall fraction or the period distribution).

To get insight into these differences, we started a long-term project aiming at the determination of the numbers of binaries in different star forming regions, with different stellar densities and at different evolutionary stages. In order to get meaningful results, we need:

- a large sample of stars (at least 100 stars) so that the statistics become significant;
- high angular resolution, to cover a wide range of separation, leading to more binaries and (again) better statistics;
- IR imaging, because companions are cooler and redder, so one can miss a few companions with visible surveys.

All these constraints have led us to the use of CFHT, with its large diameter and efficient adaptive optics system. The first run on this programme (September 96, see Sect. 2) was performed with the MONTreal Infrared CAmera, and the last two (December 97 and January 98, Sect. 3 and 4) with KIR. Implications and future research are presented in Sect. 5.

2. THE PLEIADES SURVEY

The results of our Pleiades survey have already been published (Bouvier *et al.* 1997). These results are briefly summarized in this review.

The Pleiades cluster is a well-known zero-age main sequence (ZAMS) cluster, with an age of about 120 Myr. It is therefore well suited to investigate the gap between very young PMS stars and the much older MS population. Also, it is relatively nearby (130 pc), allowing the detection of binaries with projected separations as close as 10-12 AU, sampling the peak of the separation distribution (30 AU for a $1M_{\odot}$ system mass).

We observed 144 G- and K-type members in *K*. All systems which turned out to be binaries were also observed in *J* and *H*. A total of 22 binaries and 3 triple systems were found, with

– 3 –

separations between $0.08''$ and $7''$ (the largest separation is dictated by the field-of-view of the detector). To eliminate projected background companions, we used a J –($J - K$) diagram; 5 out of the 7 companions with $\Delta K > 4$ mag are not real companions.

Figure 3 in Bouvier *et al.* (1997) shows the detection limit as calculated from 3σ r.m.s. noise in the wings of the PSF. Although we can find very faint companions at large separations (down to $\Delta K \sim 6.5$ mag), it is obvious that we have missed companions in the central $0.5''$ from the stars. In order to correct for this bias, we make two assumptions:

- the mass-luminosity relation derived by Henry&McCarthy (1993) is meaningful for the ZAMS Pleiades. This is very likely as photometric properties of stars are roughly constant after they have reached the ZAMS. Masses for all components of multiple systems were determined with this method;
- the mass ratio distribution is the same for G dwarfs in the solar neighbourhood as for Pleiades members. The mass ratio distribution we find for binaries with separation larger than $1''$ is consistent with this hypothesis.

Then, the binaries were binned into intervals of separation where the detectability of companions is roughly constant. The maximum detectable flux ratio is converted into a minimum mass ratio q_{min} (with the mass-luminosity relation and assuming a mean primary mass of $0.8M_{\odot}$, the median mass of our binary sample). Finally, the number of missed companions is estimated by integrating the mass ratio distribution from 0.1 to the estimated q_{min} . With this correction, we estimate another 13 binaries leading to a total of 41 companions and a companion star fraction of $28 \pm 6\%$ (number of companions per primary, which could be greater than 100% if many systems were triples).

We compare the binary fraction observed for the Pleiades with the fraction expected from the field star MS distribution. The number of MS companions lying between 14 and 1150 AU is estimated by integrating the period distribution from Duquennoy & Mayor (1991). Here again, there are two (less critical) assumptions: our median value of the total system mass ($1.3M_{\odot}$) is typical for the whole sample, and projected and real separations are linked by a statistical relation assuming random inclinations ($\langle \log a \rangle = \langle \log \rho \rangle + 0.1$, see Duquennoy & Mayor). In this range of separation, the MS companion star fraction is $27 \pm 3\%$, so that **there is no excess in the Pleiades binarity**. From Bouvier *et al.* Figure 4, we also see that the binary fraction is not only similar to the MS for visual binaries, but also for spectroscopic binaries (Mermilliod *et al.* 1992). Actually, the whole Pleiades period distribution is in good agreement with that of the main sequence.

- 4 -

3. IC 348

In December 1997, we observed IC 348 with the new KIR infrared camera. This is a very young cluster (with a median age of 2 Myr) close to the Per OB association, with a density intermediate between Ophiuchus and the Trapezium (roughly similar to NGC 2024, Lada & Lada 1995).

The cluster is about 300 pc away, so that we are only able to resolve companions with projected separations larger than 30 AU, which provides a large enough separation range to reach significant results. Herbig (1998) estimated ages for about 100 low-mass stars, out of which we surveyed 67 for close companions (the other ones are too faint, below the $R \sim 16$ limit for the adaptive optics guiding). Our estimation of the limiting magnitude of companions in each bin of separation (solid histogram in Figure 1) is estimated by adding faint stars with a similar PSF close to a primary and checking visually the images to see if we could find them. It roughly corresponds to a 5σ detection.

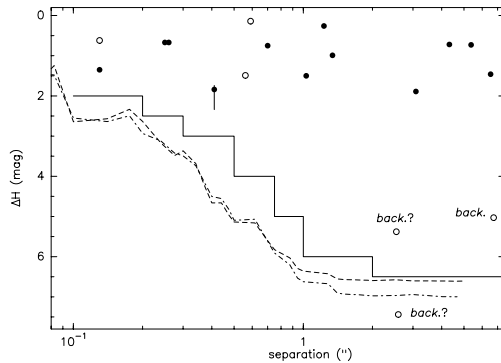


Fig. 1.— Completeness limit for the IC 348 survey. The two lower curves are 3σ noise level for two different primaries, while the solid histogram was derived experimentally (see text). Filled symbols are companions around known members, while empty circles denote background companion or primaries with unknown status (*i.e.*, probably non-members).

In Figure 1, only three “companions” are found above $\Delta K = 2.5$, and they all have $\Delta K > 5$. For the widest one, we have JH photometry, and this allows us to assess that it is a background chance projection companion. With only H photometry for the other two (the fainter one was missed during the observations, and the other was too close to the chip edges), we can only assume that they are also background stars. We thus end with 12 companions for 67 targets.

Since mass-luminosity relations are much steeper for the MS than for very young PMS (we used the results from Baraffe *et al.* 1998 for 2 Myr), it is much easier to detect very low mass secondaries in IC 348 than in the Pleiades: a $q = 0.1$ mass ratio corresponds to $\Delta K = 3$ mag for 2 Myr-old stars and to 6 mag on the MS. Therefore, the completeness correction is much smaller in this case than it was in the first survey. Actually, we estimate that we have missed about half a companion, yielding to a total companion star fraction of $19 \pm 5\%$ in the range 40–2820 AU.

The corresponding G-type MS binary fraction is $23 \pm 3\%$, indicating that **there is no binary excess in IC 348**. The slightly smaller binary fraction for IC 348 could be due to the fact that most of the stars with known spectral type have masses smaller than $0.8M_{\odot}$ and thus should be compared with K-M dwarfs, for which the binary fraction in this range of separation is about

– 5 –

18%. Also, to be sure that the contribution by chance projection binaries is small, we can cut the distribution at $2''$, which leads to similar results. The fact that our conclusion does not depend on the cut-off is an indication that we have well corrected for background contamination.

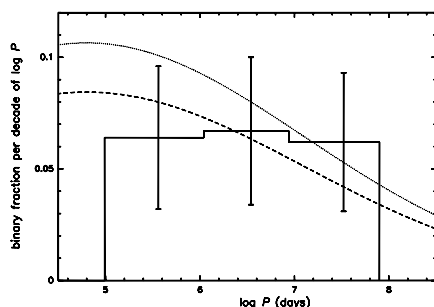


Fig. 2.— Distribution of orbital periods in IC 348 binaries (solid histogram), compared to MS equivalent curves for G-type (dotted curve) and M-type dwarfs (dashed curve).

Figure 2 shows the comparison of orbital period distributions in our sample, and in G-type and M-type MS dwarfs. The two probable background stars have been removed. As in the Pleiades, the distributions do not look different, but, on the whole, IC 348 seems closer to M dwarfs, in agreement with the masses derived in this cluster by Herbig (1998). It is also noteworthy that no very low mass companions have been found, although they would have been detectable. This could reveal a change in the IMF slope below $0.3\text{--}0.5M_{\odot}$, since it appears that very low-mass stars are not numerous enough to form binaries with mass ratios $q < \sim 0.25$.

We have also used the large age spread in the cluster to search for a time evolution of the binary fraction. Although we are dealing with small sample sizes, we do not find any evolution of the binary fraction with primary’s age. This suggests that the rate of binary formation has remain constant over the last 10 Myr. It also means that the ages derived by Herbig are not systematically biased by binarity (if it was the case, we would find a lot of young binaries, the age distributions of single and binaries, however, are similar).

4. OTHER CLUSTERS

In January 1998, we also observed with KIR 143 stars in Præsepe, which is at about the same distance as the Pleiades, but significantly older (about 600 Myr). Data reduction is still underway, but, on the real-time observations, we found 23 multiple systems, which is comparable to the Pleiades result of 25 multiple systems out of 144 targets. Considering the fact that all parameters should be the same for both clusters (even the mass-luminosity relation, as it does not significantly change after 100 Myr), the completeness correction should be similar, and thus this preliminary result does not suggest any binary excess in Præsepe.

We also obtained a large set of data concerning the α Per cluster, which has been observed on the UH 88'' with the UH adaptive optics system. 33 systems were found multiples (with three triples) out of 160 targets. Again, the distance to this cluster is about 150 AU, and due to its

– 6 –

age (only 50-70 Myr, *i.e.*, slightly pre-main sequence), the completeness correction will be smaller than that of the Pleiades or Præsepe. This again suggests a binary fraction for α Per similar to that of the MS dwarfs.

5. IMPLICATIONS FOR BINARY FORMATION

5.1. The binary fraction in different star forming regions

We can now address the two scenarios mentionned in Sect. 1 to account for the binary excess observed in Taurus compared to other SFRs and clusters: a time evolution of the binary fraction, or the influence of the stellar formation physical conditions on the binary fraction.

Star forming regions with MS binary fraction are found at all ages (from 1 Myr up to the MS). This is evidence for the absence of a time evolution of the binary frequency; if any, evolution of the binary fraction should be completed within the first Myr.

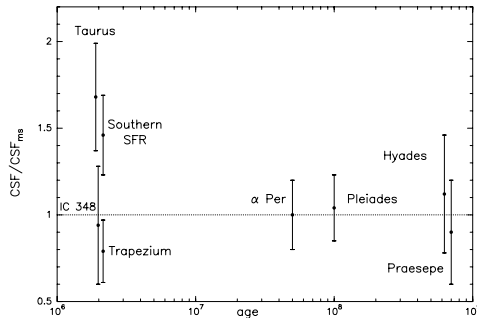


Fig. 3.— Evolution of the binary fraction with age. The vertical axis is the ratio of the observed binary fraction to the value for MS in the same separation range. “Southern SFR” is an average over Ophiuchus, Chameleon and Lupus stars. Details of the calculation are presented in Duchêne (1998).

Since time evolution cannot explain the difference between Taurus and Trapezium, for instance, we investigate the possibility of the dependency of binary fraction upon cluster density. We do not know the exact cluster densities (it depends on the cell size used for the estimation), but we have orders of magnitude estimates for this parameter: the stellar aggregates in Taurus have a few stars per pc^3 , as well as Chameleon. Ophiuchus is one or two orders of magnitude denser. IC 348 and NGC 2024 have about 1000 stars per pc^3 , and Trapezium is denser by a factor of barely 10. Figure 4 shows a possible trend for the loosest associations to have more binaries, although this is not highly significant due to large error bars (related to small samples). Taurus has a 2.8σ excess, while the other associations have only poorly significant excesses. In the following, we assume that these effects are real, although we acknowledge that deeper studies are still required to improve their statistical significance.

The main assumption in this study is that the binary separation distribution is a universal

– 7 –

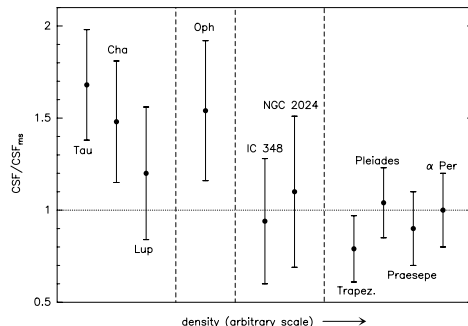


Fig. 4.— Tentative evolution of the binary fraction with cluster density. The horizontal axis is more or less arbitrary, but the different star forming regions have been grouped by the order of magnitude of their density.

feature. We are aware, however, of the possibility of a change in the orbital period distribution, as has recently been proposed by Brandner & Köhler (1998). Unfortunately, the young dense clusters already studied are more remote than the Taurus-like associations (α Per, the Pleiades or Praesepe, which all lie at distances ~ 140 pc, are older and we cannot exclude that the period distribution changes on a timescale of a few 10^7 Myr). The useful separation range is thus narrower, and it is impossible to estimate the binary fraction within similar ranges. In Taurus and Ophiuchus, however, where three orders of magnitude in separations have been sampled, the period distribution is very similar to that of the MS: if the overall binary fractions are identical in Taurus and MS populations, then there must be an important lack of close binaries in the former (with separations smaller than a few AU), but the spectroscopic binary fraction in Taurus is at least equivalent to the main sequence value (Mathieu 1994).

Different implications can be drawn from these results. First, since dense cluster members and field stars have the same binary fraction, it suggests that most of the solar neighbourhood field stars were formed in dense SFRs rather than in loose associations. Thus the star formation rate in loose associations must be much smaller than in dense protostellar clusters. Comparison of the binary fraction between clusters and at different ages indicate that the binary fraction is already set at 1 Myr, implying that binary disruption after 1 Myr is rare.

The most important result of this study is that all star forming regions with possible binary excess are loose associations: **more wide binaries (separation $> \sim 10$ AU) form in Taurus-like regions than in clusters**. Reipurth & Zinnecker (1993) have already proposed such a trend, although with lower confidence level and less star forming regions involved. It seems that the binary formation mechanism has different outputs, depending on the cluster density or another parameter governing the latter (*i.e.*, gas temperature, physical process initiating fragmentation).

– 8 –

5.2. Future developments

To increase the confidence level of the “density trend”, it would be very interesting to observe additional very loose star forming regions, to see whether they also show an important binary excess. Observations of clusters with large age spreads and larger populations than IC 348 are also needed to confirm that the binary fraction and the orbital period distribution do not change on a timescale of ~ 10 Myr.

We also plan to extend this study to higher mass Herbig Ae/Be stars. A survey of isolated Herbig stars has been done to search for binaries (Corporon 1998), and it would be interesting to see whether or not the binary fraction in this population is smaller in clusters as it is for low-mass stars.

REFERENCES

- Baraffe, Chabrier, Allard & Hauschildt, 1998, *A&A*, 337, 403
 Bouvier, Rigaut & Nadeau, 1997, *A&A*, 323, 139
 Brandner & Köhler, 1998, *ApJ*, 499, L79
 Corporon, 1998, PhD thesis, Université de Grenoble
 Duchêne, 1998, *A&A*, submitted
 Duquennoy & Mayor, 1991, *A&A*, 248, 485
 Fisher & Marcy, 1992, *ApJ*, 396, 178
 Henry & McCarthy, 1993, *AJ*, 106, 773
 Herbig, 1998, *ApJ*, 497, 736
 Lada & Lada, 1995, *AJ*, 109, 1682
 Leinert, Zinnecker, Weitzel, Christou, Ridgway, Jameson, Haas & Lenzen, 1993, *A&A*, 278, 129
 Mathieu, 1994, *ARA&A*, 32, 465
 Mermilliod, Rosvick, Duquennoy & Mayor, 1992, *A&A*, 265, 513
 Petr, Coudé du Foresto, Beckwith, Richichi & McCaughrean, 1998, *ApJ*, 500, 825
 Prosser, Stauffer, Hartmann, Soderblom, Jones, Werner & McCaughrean, 1994, *ApJ*, 421, 517
 Reipurth & Zinnecker, 1993, *A&A*, 278, 81

Disks, Planetesimals and Planets
ASP Conference Series, Vol. 3 × 10⁸, 2000
F. Garzon, C. Eiroa, D. de Winter and T. J. Mahoney, eds.

Images and Physical Parameters of Accretion Disks

François Ménard

*Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, PO Box 1597, Kamuela,
 HI 96742, USA (<http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~menard/>)*

Karl Stapelfeldt

MS 183-900, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena CA 91109, USA

Gaspard Duchêne, Gilles Duvert

*Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, CNRS/UJF,
 BP 53, F-38041 Grenoble cedex 9, France*

John Krist

*Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Dr., Baltimore,
 MD 21218, USA*

Deborah Padgett

IPAC, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

Abstract.

In this contribution we present optical and/or near-infrared high resolution images of the disks around the stars UY Aur, HK Tau/c, HV Tau C and TW Hya. Results from scattered light models are discussed and parameters of the disks are estimated.

1. Introduction

The current paradigm for star formation includes the presence of an accretion disk around the central object. The disk is probably the mediator for most of the mass accretion, but it also supplies the power for mass loss and helps regulate the angular momentum evolution of the central object as it grows.

From indirect evidence, the fraction of stars with disk is high. IRAS detected excess infrared emission in more than 80% of low-mass young stars. This excess is interpreted as dust thermal emission and is a good tracer of disks. This fraction is somewhat lower at 1.3mm where $\sim 50\%$ of the stars are detected in Taurus. This number agrees with the statistics on near-infrared excesses.

Gaining direct information on these disks is more difficult. The disks are expected to be small, with radii of order 100-500AU, and much fainter than the central star. Therefore, orientation is expected to play a key role in the detectability of the objects: a pole-on disk will appear symmetrical and therefore

difficult to isolate from the PSF (also symmetrical) while an edge-on disk should produce a dark lane, easily identified. We used HST to survey about 100 young stars and preliminary results indicate a detection rate of $\sim 10\%$ (Stapelfeldt et al. 2000).

This is a low number, but the positive results allow for a finer estimation of disk parameters than indirect observations do. A comparison of the observations with models of the scattered light allows a detailed study of the disk structure. In the next section we will present 3 representative results of our campaign.

2. Results: Three different disk configurations

Observations tell us that binary stars are the norm rather than the exception in star forming regions. It is intuitive to imagine that a nearby companion may have a significant effect on the disk structure when the separation between the stars is comparable to the size of the disks. Numbers are difficult to give with certainty, but for separations of order 1-100AU we expect the disks around individual stars to be perturbed, i.e., have their outer and colder parts truncated by tidal and/or direct interactions. Observations of the dust thermal emission of large samples of young stars support that view. Jensen, Mathieu & Fuller (1996), Osterloh & Beckwith (1995) and Dutrey et al. (1996) found that the (sub-)millimeter thermal flux was in average smaller in binaries in that 1-100AU separation range than for singles.

On the contrary, wider binaries have millimeter fluxes similar to single stars. In that case the separation is likely large enough to allow for two “normal” circumstellar disks to be present. More puzzling are the spectroscopic binaries. Their separations are small, below 1AU, and once again their millimeter fluxes appear similar to those of single stars. Possibly, in that case, the two circumstellar disks are mostly absent and a common circumbinary disk exists whose flux is undistinguishable from that of circumstellar disks. Discovery and observation of a larger sample of spectroscopic binaries is needed to ascertain that question.

2.1. Circumbinary Disks

So far only two circumbinary disks, or rings rather, have been imaged at optical and near-infrared wavelengths. They are found around GG Tau and UY Aur. GG Tau has been covered extensively elsewhere in this conference (Duchêne et al. 2000; Dutrey 2000). In this section we will focus on the disk found around UY Aur.

UY Aur is a binary made of two Classical T Tauri stars of spectral types K7 and M2 (Duchêne et al. 1999) separated by $0''.9$. Both stars have a near-infrared excess, suggesting that they each possess circumstellar disks. Interesting to us, circumbinary molecular CO gas was discovered by Duvert et al. (1998), in keplerian rotation about the central stars. The thermal emission from the dust in the disk is not detected however, but Close et al. (1998) secured near-infrared images of the scattered light (by dust) in the same circumbinary ring using adaptive optics at the Canada-France-Hawaii Telescope. The discovery near-infrared adaptive optics image is presented in Figure 1b). Figure 1a) presents an HST/WFPC2 F606W image.

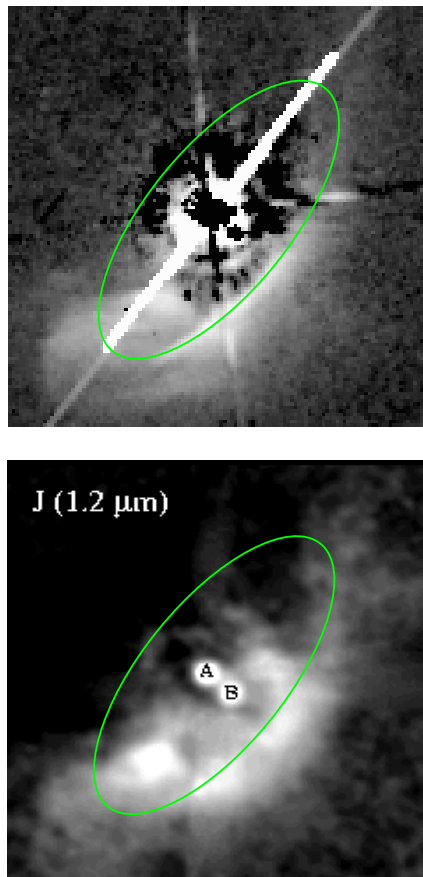


Figure 1. **A) (top panel):** HST image of the binary UY Aur obtained with WFPC2 (F606W filter). The PSF has been subtracted from the image. Imperfections in the PSF subtraction can be seen as negative (black) regions close to the central stars. The primary is saturated and the CCD “bleeding” trail is seen in diagonal, as the image was rotated. **B) (bottom panel):** Near-infrared J-band adaptive optics image of UY Aur. This is the first image of the circumbinary ring in scattered light. The image is deconvolved. Artifacts are also visible close to the center, due mostly to the diffraction spikes. North is up and East to the left on both images. Also, the best fit ellipse to the circumbinary ring is overplotted.

On the HST image, two components are identified in the circumstellar environment: a bright and narrow extended filament, and a more diffuse, broad patch of nebulosity located at the South-East end of the filament. Both components appear to be overlapping. Artifacts are present, diffraction spikes are visible roughly along the cardinal directions and a bright linear trail, the “bleeding” of the CCD along columns, emanates from UY Aur A. The “bleeding” trail is tilted because the image has been rotated. Negative zones (in black on Fig. 1a) are also located close to the stars on the East, North, and West sides. They result from slight inaccuracies in the PSF-subtraction process. These artifacts do not affect our detection of the circumbinary ring.

The same basic structures are seen around UY Aur in the near-infrared adaptive optics image, Fig. 1b. Noticeably however, the nebulosity appears more clumpy than in the HST images. This is partly because of artifacts (diffraction spikes) but also because the SE broad patch seen with HST is not resolved as sharply in the AO image.

The filament seen to the SW of the binary in Fig. 1 is at a position angle similar to the rotating gas disk detected in $^{13}\text{CO}(2 \rightarrow 1)$ with the IRAM-Plateau

de Bure interferometer, namely 135° (Duvert et al. 1998). It also extends over roughly the same distance about the central objects, $r \sim 800\text{AU}$. Close et al. (1998) assumed that it traced the *inner edge* of the circumbinary ring around UY Aur and estimated its inclination to $i = 42^\circ$ by ellipse fitting. Their fit included the SE broad nebulosity patch.

A new fit made on the filament alone gives $i = 64^\circ$. This is obtained without taking the broad patch into account. We estimate the range of acceptable values to $59^\circ < i < 65^\circ$. *This is significantly more edge-on* than the value obtained by Close et al. (1998). The result of the fit, an ellipse, is superimposed on Figs. 1a) & b).

The nature of the broad patch is unclear at present but it can be shown that it is coincident with a peak of CO emission that is independent from the Keplerian disk discovered by Duvert et al. (1998). This new result supports our suggestion that there are two *independent* components in the circumbinary environment of UY Aur.

Close et al. (1998) measured the contrast between the nebulosity on the NE and SW sides of UY Aur, respectively the back- and front-side of the circumbinary disk. The contrast increases up to a value of ~ 8 at shorter NIR wavelengths, at $1.2\mu\text{m}$. The HST images of Fig. 1 shows the contrast to be at least 15 (or 3^{mag}) at $0.6\mu\text{m}$, in the optical.

Ménard et al. (1999, 2000) argue that the larger value of inclination explains naturally the large contrast between the back (NE) and front (SW) sides of the disk. They show the large contrast is a natural consequence of the inefficiency of ISM-sized spherical grains to backscatter photons at large angles. Small grains are naturally forward-throwing, and large disk inclinations naturally lead to large contrasts when illuminated by a central source. The inclination of $\sim 45^\circ$ estimated by Close et al. (1998) *cannot* explain the large contrast (~ 15) observed in the optical, at $0.6\mu\text{m}$.

Furthermore, based on observed kinematics and position, and assuming $i = 42^\circ$, Duvert et al. (1998) concluded that some ^{13}CO (2-1) molecular gas was located interior to the circumbinary ring. The “gap” did not appear empty, as would be expected if cleared by gravitational interaction with the inner binary. A larger inclination and the vertical density distribution of the disk naturally combine to explain the *apparent* detection of gas within the gap as a projection effect, without the need to invoke the presence of material inside the ring. However, one should note that the presence of material within the “gap” cannot be ruled out by our observations.

2.2. Circumstellar disks in binary systems

Figure 2 a) (left panel) shows the $2.''4$ separation binary HK Tau. Both stars in the system are Classical T Tauri stars of spectral types M1 and M2 for the primary and secondary (Duchêne et al. 1998). We interpret the dark lane on the secondary’s image (to the south) has a disk seen edge-on.

The classical T Tauri star HK Tau was imaged quasi-simultaneously with HST/WFPC2 in the optical and with adaptive optics at the Canada-France-Hawaii telescope in the near-infrared in 1998. Both methods complete each other and provide the large wavelength coverage necessary for accurate parameter

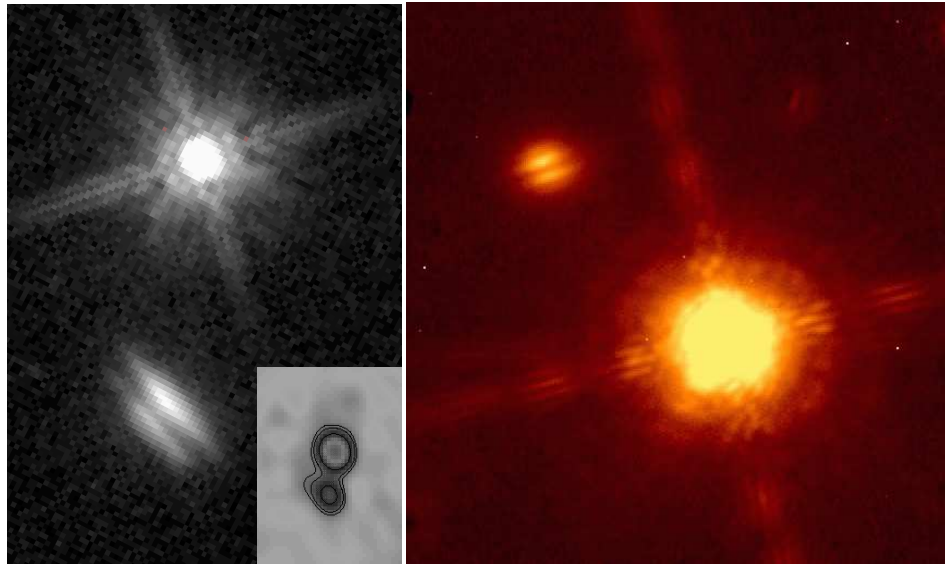


Figure 2. Images of two circumstellar disks in binary stars. **A) (Left panel):** HST I-band image of the HK Tau binary system (from Stapelfeldt et al. 1998). HK Tau/c, to the South, is nebulous and extended. The insert is a map obtained with the IRAM Interferometer of the dust thermal emission at 1.4mm (from Ménard et al. 2000). **B) (Right panel):** CFHT/PUEO Adaptive Optics image of HV Tau. The companion, 4'' to the North-East, is also nebulous and extended. From Stapelfeldt et al. (2000). In both cases no central star is detected and the dark lane is interpreted as a disk seen edge-on. North is up and East to the left on all images.

estimation. This method should also yield interesting results on the edge-on disk seen in HV Tau C (Fig. 2 b) (right panel); from Stapelfeldt et al. 2000).

The HK Tau results are interesting because they were the first to show a *circumstellar* disk around one component of a binary system. The HST I-band image (F814W) is repeated in Fig.3, left panel. From the images, one can again directly extract a few geometrical parameters. For example, the disk has a very similar extent at all wavelengths from 600nm to 2200nm, namely $\sim 1''.5$ or 210AU in diameter. This tells us that the edges are likely to be fairly sharp. This is one of the smallest disk resolved so far. It is interesting to note that the disk around HV Tau C is also very small (see Fig. 2b, right panel). Because the projected separation of the two components of HK Tau ($2''.4$, or 330AU) is only 3 times larger than the disk radius, it is interesting to ask whether there is a causal link between the small size of the disk and the presence of a companion. It is too early to conclude, but systems like HK Tau and HV Tau contain the answer to that question.

Close inspection of Fig. 3 reveals that the north-west nebula on HK Tau/c is slightly brighter than the south-east one (topmost nebula on the right panel). Numerical simulations of the scattered light by a disk suggest $i = 5^\circ \pm 1^\circ$.

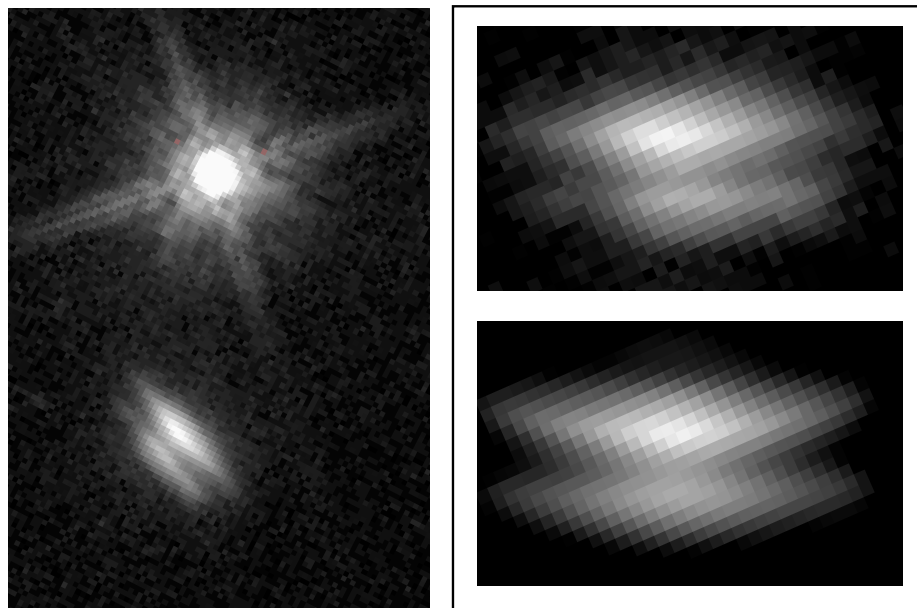


Figure 3. **Left:** HST I-band image of the HK Tau binary system. North is up and East to the left on this panel only. **Right:** Best-fit model of the scattered light compared to the F814W-image from HST. The top panel shows the observations, the bottom panel the best fit model from single scattering numerical simulations. The field-of-view is $1''.6 \times 1''.0$. Both images are from Stapelfeldt et al.(1998).

The central star is not seen either, even at $2.2\mu\text{m}$ where the extinction is 10 times smaller than at 550nm . Given our detection limit, we estimate that the extinction $A_v > 50$ magnitudes in the plane of the disk, in line with the idea these disks are optically thick.

The nearly edge-on orientation is very favorable to study the scale height of the dust distribution in the disk plane. That possibility was discussed and tested extensively by Burrows et al. (1996) in the case of HH 30. The model presented for HK Tau/c in Fig. 3 was obtained for single scattering by spherical homogeneous dust grains (Mie scattering) distributed in the disk with a parametrized surface density $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^p$ and Gaussian vertical density profile $\rho(z) = \rho_0 \exp[-z^2/H(r)^2]$. This vertical profile is valid for vertically isothermal, hydrostatic, non-self-gravitating disks. A parametrized scale height $H(r) = H_0(r/r_0)^\beta$ was further assumed. Following the numbers extracted above, we adopted an outer radius of 105 AU. A χ^2 minimization procedure was used to solve for the disk parameters¹. The normalization H_0 of the scale height is 3.8AU at $r = 50\text{AU}$. This number is well constrained. The disk of HK Tau B

¹Stapelfeldt et al. (1998) present a discussion of the results from various models and discuss the reliability of the solution presented here.

is significantly flatter than HH 30's. For HH 30, $H_0 = 15.5\text{AU}$ at $r = 100\text{AU}$. Presented differently, at 50AU the ratio $H/r = 0.08$ for HK Tau/c but 0.12 for HH 30.

The mass of an edge-on disk is directly related to the “thickness” of the dark lane. For HK Tau/c, we estimate a total disk mass of $\sim 6 \times 10^{-5} M_{\odot}$ in dust and gas, if the grains have interstellar properties. This is small with respect to the minimum mass solar nebula. It is also small with respect to the mass implied by the 1.4mm continuum flux density (40 mJy) detected by Osterloh & Beckwith (1995). The expected disk mass from this mm-flux is roughly 100 times larger. Ménard et al. (2000b) showed however that $\sim 2/3$ of that flux comes from the primary, partly solving the issue (see Fig.2a, insert).

2.3. Circumstellar disks around single stars

TW Hydrae, at 10-20 Myr, is one of the oldest classical T Tauri stars known. It also lies outside of any known molecular cloud, a rather unusual occurrence. It is a member of the small TW Hydrae association, a group of young stars recently identified by Webb et al. (1999). It is the nearest group of young stars based on Hipparcos distances ($56.4 \pm 7.0\text{pc}$, Wichmann et al. 1998).

The CTTS nature of TW Hya is confirmed by the presence of significant near- and mid-infrared excess, large and variable $H\alpha$ equivalent width (Rucinski & Krautter 1983) and periodic photometric variability (Mekaden 1998) suggesting the presence of hot spots from accretion (Herbst & Koret 1988).

The signs of active accretion activity and the proximity of TW Hya make it a prime target for disk imaging. Fig.4 was obtained with HST/WFPC2 (Krist et al. 2000). Although the raw image appears symmetric, a careful subtraction reveals unambiguously that a smooth circular halo of reflected light is present in excess of the usual HST PSF. The azimuthal symmetry of the nebulosity discovered suggests that we are looking at a disk seen very close to pole-on, $i = 0^\circ$.

Various tests, described in Krist et al. (2000) and summarized in Fig.4, were performed to insure the reality of our detection. Errors in the scaling factor between the image and the PSF to subtract do not match the intensity profile we detect. Also, the size of the halo is similar in both filters we used (F606W and F814W), being slightly larger in the short filter. On the contrary, PSF artifacts are expected to induce the opposite behaviour since the PSF scales with the wavelength. The detection of a similar halo in the near infrared by Weinberger et al. (1999) also supports our findings. All these results give us confidence that the halo we detect, 300 times fainter in integrated brightness than TW Hya itself, is real.

To image the disk of TW Hya, we saturated, on purpose, the core of the PSF. This, and the PSF subtraction process, prevent us from imaging the disk inside $0''.5$ ($\sim 30\text{AU}$) from the center. Because the brightness profile is regular from this position outward, we can rule out the existence of a large ($R > 30\text{AU}$) inner hole, as expected. Furthermore, the surface brightness profile appears independent from azimuth. Assuming ISM-like particles are responsible for the scattered light, this suggests an inclination very close to pole-on. A large inclination, i.e., $i > 15^\circ$, would result in a measurable contrast between the front and back face of the disk. A similar effect was discussed in §2.1.

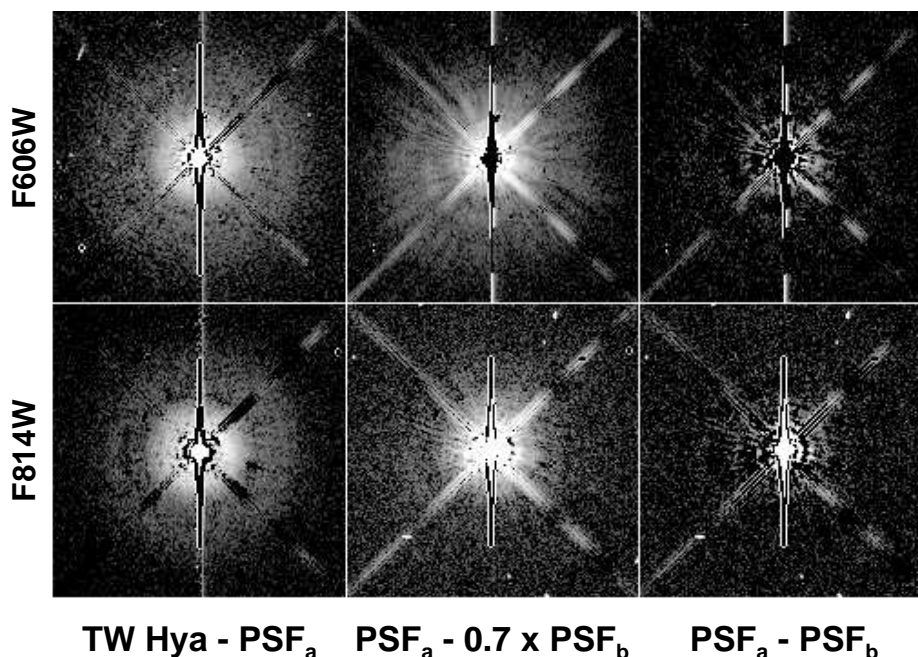


Figure 4. The disk in TW Hydrae observed at two wavelengths. PSF subtraction comparison of TW Hya and a reference star with and without subtraction errors. **Left panel:** The reference star HD 17637 is subtracted from TW Hya following our standard procedure and normalization. **Middle panel:** Images of HD 17637 with another PSF (DN Tau) subtracted with a 30% normalization error added on purpose. This error is evident from the dominantly positive residuals in the diffraction spikes and from the presence of radial spikes, also seen in the raw HST PSFs. **Right panel:** Image of HD 17637 subtracted by DN Tau with the correct, standard normalization factor.

Models of the scattered light around TW Hya also yield a dust mass in the disk of 33 Earth masses. This is comparable to the 45 Earth masses of dust estimated by Weintraub et al. (1989) from $800\mu\text{m}$ photometry. The similarity between these independent results suggests that the population of small grains in the disk has not been significantly depleted yet, by an age of 10-20 Myr (Krist et al. 2000). Kastner et al. (1997) estimated 3×10^{-5} solar mass of CO gas, suggesting a significant depletion of the CO component however. Estimations of the total disk mass are therefore difficult to perform reliably at this stage. Assuming a normal gas-to-dust ratio of 100, the total disk mass would be 9×10^{-3} solar mass.

3. Concluding Remarks

The previous sections have shown that a diversified multi-wavelength and multi-technique approach to estimate the disk parameters is not only possible now-

Accretion disks in Young Stars

9

days, but also important to fully use the observational data. Optical and near-infrared high resolution and high contrast imaging of the scattered light completes very well the information obtained by millimeter interferometers on the molecular gas and dust thermal emission. The efforts made in the last few years now give us estimates of parameters for a dozen disks or so. These are seen at a wide range of inclination angles. This is important to remove the coupling between parameters and to get a better sense of the reliability of our estimations.

We would like to thank the organising committees for a faultless meeting and the editors for their patience in the preparation of these proceedings.

References

- Burrows, C.J., Stapelfeldt, K.R., Watson, A.M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437.
- Close, L.M., Dutrey, A., Roddier, F., Guilloteau, S., Roddier, C., Duvert, G., Northcott, M., Ménard, F., Graves, J.E., Potter, D. 1998, *ApJ*, 499, 883.
- Duchêne, G., Monin, J.-L., Bouvier, J., Ménard, F. 1999, *A&A*, 351, 954.
- Duchêne, G., Silber, J., Ménard, F., Gledhill, T. 2000, this volume.
- Dutrey, A. 2000, this volume.
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., Prato, L., Simon, M., Schuster, K., Ménard, F. 1996, *A&A*, 309, 493.
- Duvert, G., Dutrey, A., Guilloteau, S., Ménard, F., Schuster, K., Prato, L., Simon, M. 1998, *A&A*, 332, 867.
- Herbst, W., Koret, D.L. 1988, *AJ*, 96, 1949.
- Jensen, E.L.N., Mathieu, R.D., Fuller, G.A. 1996, *ApJ*, 458, 312.
- Krist, J.E., Stapelfeldt, K.R., Ménard, F., Padgett, D.L., Burrows, C.J. 2000, *ApJ*, in press.
- Mekkaden, M.V. 1998, *A&A*, 340, 135.
- Ménard, F., et al. 2000, *ApJ*, in prep.
- Osterloh, M., Beckwith, S.V.W. 1995, *ApJ*, 439, 288.
- Rucinski, S.M., Krautter, J. 1983, *A&A*, 121, 217.
- Stapelfeldt, K.R., Krist, J.E., Ménard, F., Bouvier, J., Padgett, D.L., Burrows, C.J. 1998, *ApJ*, 502, L65.
- Stapelfeldt, K.R., et al. 2000, *ApJ*, in prep.
- Webb, R.A., Zuckerman, B., Platais, I., Patience, J., White, R., Schwartz, M.J., McCarthy, C. 1999, *ApJ*, 512, L63.
- Weinberger, A.J., Schneider, G., Becklin, E.E., Smith, B.A., Hines, D.C. 1999, *BAAS*, 194, 69.04. See also this volume.
- Weintraub, D.A., Sandell, G., Duncan, W.D. 1989, *ApJ*, 340, L69.
- Wichmann, R., Bastian, U., Krautter, J., Jankovics, I., Rucinski, S.M. 1998, *MNRAS*, 301, 39L.